



FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT

ASTROPHYSIKALISCHES INSTITUT UND
UNIVERSITÄTS-STERNWARTE



Untersuchung der Superflare-Aktivität bei sonnenartigen Sternen

—DISSERTATION—

zur Erlangung des Akademischen Grades

Doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von M.Sc. MANFRED KITZE
geboren am 19. November 1986 in Zeitz

Gutachter:

1. Gutachter: Prof. Dr. Ralph Neuhäuser
Friedrich-Schiller-Universität Jena
Astrophysikalisches Institut und Universitäts-Sternwarte
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus G. Strassmeier
Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam
Arbeitsgruppe „Stellare Aktivität“
3. Gutachter: Prof. Dr. Arnold Otto Benz
Eidgenössische Technische Hochschule (ETH) Zürich
Institut für Astronomie

Tag der Disputation: 19. 01. 2017

Für Armin...

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung in das Thema	1
1.2	Aktueller Stand der Superflare-Forschung	3
1.3	Problemstellung und Motivation	7
1.3.1	Das Fallbeispiel KIC007133671	7
1.3.2	Das Fallbeispiel KIC011764567	10
1.3.3	Rotationsperioden sonnenartiger Superflare-Sterne	12
2	Grundlagen	17
2.1	Magnetfelder von Sternen und das Dynamo-Problem	17
2.2	Entstehung magnetisch aktiver Regionen auf der Sonnenoberfläche . .	19
2.3	Das Standard-Flare-Modell	22
3	Kepler-Beobachtungen	27
3.1	Allgemeine Informationen	27
3.2	Kepler-Input-Katalog	29
3.3	Aufnahme der Beobachtungsdaten	30
3.4	Kepler-Photometrie	31
3.4.1	Pixel-Kalibration	31
3.4.2	Erzeugung von Lichtkurven	32
3.5	Nutzungsmöglichkeiten der <i>Kepler</i> -Daten	34
4	Datenanalyse	35
4.1	Flussdiagramm und Überblick	35
4.2	Wavelet-basierte Trendkorrektur und Flare-Detektion	38
4.2.1	Wavelet-Methode	38
4.2.2	Anwendung der Wavelet-Methode auf Flare-Ereignisse	38
4.2.3	Abschätzung der Flare-Detektionsrate	44

4.3	Identifizierung und Klassifizierung realer Flares	46
4.3.1	Empirisches Flare-Modell	47
4.3.2	Reduzierung der Falschdetektionsrate durch Einschränkung möglicher Flare-Parameter	48
4.4	Flare-Zeiten-Korrelation	56
4.5	Filter „Nahe Sterne“	56
4.6	<i>Kepler</i> -Astrometrie	57
4.6.1	Vorüberlegung	58
4.6.2	Berechnung des photometrischen Schwerpunktes	59
4.7	Ermittlung spezifischer Flare-Parameter	64
4.7.1	Bestimmung über <i>Kepler</i> -Transmissionskurve	66
4.7.2	Bestimmung über das Entfernungsmodul	68
4.7.3	Frequenzanalyse der Lichtkurven zur Bestimmung von Rotationsperioden	69
4.7.4	Bestimmung des Alters der Sterne über Gyrochronologie	72
5	Ergebnisse	75
5.1	Abschätzung der Genauigkeit der KIC-Parameter durch einen Vergleich mit externen Katalogdaten	75
5.2	Ergebnisse aus der Flare-Detektion und Flare-Filterung	78
5.3	Erstbestimmung von Rotationsperioden	82
5.4	Superflare-Rate mutmaßlich isolierter Einzelsterne	83
5.5	Vergleich der Superflare-Häufigkeit sonnenartiger Sterne mit der Flare-Aktivität der Sonne	87
5.6	Kurzzeitvariabilität von KIC006865484 und KIC008880526	91
6	Zusammenfassung und Diskussion	93
7	Ausblick	99
	Literaturverzeichnis	101
A	Vorläufige sonnenartige Superflare-Sterne	109
B	Superflares bei Sternen mit einem gyrochronologischen Alter > 2 Gyr	114
C	Kurzzeitvariabilität von KIC006865484 und KIC008880526	128

D Quellcodes	133
D.1 Programme zur Flare-Detektion und Flare-Klassifizierung	133
D.2 Programme zur Reduzierung der Falschdetektionsrate	146
D.3 Programme zur Bestimmung des Alters von Sternen	158
Danksagung	163
Ehrenwörtliche Erklärung	165
Lebenslauf	167

Abbildungsverzeichnis

1.1	Helligkeitsverlauf eines Superflares im optischen Spektralbereich . . .	5
1.2	Punktbildfunktion von KIC007133671	8
1.3	Frequenzanalyse sonnenartiger Superflare-Sterne	14
2.1	Mechanismen der Magnetfeldentstehung	20
2.2	Magnetogramm der Sonnenoberfläche	21
2.3	Standard-Flare-Modell	23
2.4	Korrelation zwischen harter Röntgenemission und optischer Strahlung	25
3.1	Verteilung sonnenartiger Sterne im <i>Kepler</i> -Gesichtsfeld	28
3.2	Pixelmaske exemplarisch für den Stern KIC010524994	30
3.3	Photometrische Präzision über der <i>Kepler</i> -Magnitude für das Beobach- tungsquartal 01	33
4.1	Flussdiagramm der Datenanalyse	36
4.2	Wavelet-Rücktransformationen	39
4.3	Unerwünschte Artefakte bei einer Wavelet-Filterung	41
4.4	Oszillierende Fensterfunktion (Daubechies10 Wavelet)	42
4.5	Wavelet-Methode	43
4.6	Wavelet-Detektionsrate in simulierten und realen <i>Kepler</i> -Daten	46
4.7	Reduzierung der Rate falscher Detektionen durch F-Test-Statistik . . .	50
4.8	Reduzierung der Rate falscher Detektionen durch Untersuchung der Flare-Geometrie	51
4.9	Reduzierung der Rate falscher Detektionen durch Untersuchung der Flare-Dauer	52
4.10	Reduzierung der Rate falscher Detektionen durch Untersuchung des Bestimmtheitsmaßes R^2	53
4.11	Parameterschranken für Fitergebnisse	54
4.12	Vergleich der Detektionsraten von realen und falschen Detektionen . .	55
4.13	Astrometrische Bewegungsmuster	61

4.14 Genauigkeit der mittleren Positionsbestimmung	63
4.15 Bestimmung der Flare-Leuchtkraft	67
4.16 Bestimmung von Rotationsperioden	71
5.1 Parametervergleich zwischen KIC-Werten und ROTFIT-Werten	76
5.2 Parametervergleich zwischen KIC-Werten und ARES+MOOG-Werten	77
5.3 Astrometrische Signale von detektierten Superflares	81
5.4 Verteilung von Rotationsperioden	83
5.5 Superflare-Häufigkeit über der Superflare-Energie für Grundgesamtheit	85
5.6 Gegenüberstellung von Flareparametern	86
5.7 Superflare-Häufigkeit über der Energie für Grundgesamtheit	89
5.8 Extrapolation von Sonnenflares in höhere Energiebereiche - Vergleich mit Superflares	90
A.1 Lichtkurven und Periodogramme sonnenartiger Superflare-Sterne 1	109
A.2 Lichtkurven und Periodogramme sonnenartiger Superflare-Sterne 2	110
A.3 Lichtkurven und Periodogramme sonnenartiger Superflare-Sterne 3	111
A.4 Lichtkurven und Periodogramme sonnenartiger Superflare-Sterne 4	112
A.5 Lichtkurven und Periodogramme sonnenartiger Superflare-Sterne 5	113
B.1 Flare-Detektionen 1-6	114
B.2 Flare-Detektionen 7-18	115
B.3 Flare-Detektionen 19-30	116
B.4 Flare-Detektionen 31-42	117
B.5 Flare-Detektionen 43-54	118
B.6 Flare-Detektionen 55-66	119
B.7 Flare-Detektionen 67-78	120
B.8 Flare-Detektionen 79-90	121
B.9 Flare-Detektionen 91-101	122
B.10 Gegenüberstellung von Flareparametern	127
C.1 Bodengebundene Beobachtungen von KIC006865484	130
C.2 Bodengebundene Beobachtungen von KIC008880526	131
C.3 Phasenfaltung der Sterne KIC006865484 und KIC008880526	132

Tabellenverzeichnis

1.1	Stellare Parameter von KIC011764567	10
1.2	Rotationsperioden vorläufiger sonnenartiger Superflare-Sterne	13
4.1	Indizierung einer <i>Kepler</i> -Pixelmaske	59
5.1	Fitergebnisse	80
B.1	Fitergebnisse aller 101 Superflares bei 87 mutmaßlich sonnenartigen <i>Kepler</i> -Sternen	123

Quellcodeverzeichnis

D.1	Programm zur Trendkorrektur und Flare-Detektion	133
D.2	Programm zur Kurvenanpassung detektierter Kurzzeitereignisse . . .	139
D.3	Programm zur Berechnung der Superflare-Leuchtkräfte und -Energien	142
D.4	Hilfsprogramm zur Rückrechnung der Bewegung der Sterne auf dem CCD-Detektor - KAAC-Methode	146
D.5	Programm zur Untersuchung der astrometrischen Signale während der detektierten Flare-Ereignisse	150
D.6	Programm zum Aussortieren simultaner Flare-Ereignisse	154
D.7	Hilfsprogramm zur Aussortierung von Falschdetektionen anhand schlech- ter Fitparameter	156
D.8	Programm zur Bestimmung von Rotationsperioden	158
D.9	Programm zur Bestimmung des gyrochronologischen Alters der Sterne aus Rotationsperioden und Farben	160

Verwendete Größen und Einheiten

Definition der in dieser Arbeit verwendeten Größen und Nicht-SI-Einheiten

Formelzeichen / Nicht-SI-Einheit	Bedeutung	Wert in SI-Einheiten
c	Lichtgeschwindigkeit	$3,00 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
1 eV	Elektronenvolt	$1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
1 erg	Erg	$0,10 \cdot 10^{-6} \text{ J}$
1 R_{\odot}	Sonnenradius	$6,96 \cdot 10^8 \text{ m}$
1 M_{\odot}	Sonnenmasse	$1,99 \cdot 10^{33} \text{ g}$
1 AE	Astronomische Einheit	$1,50 \cdot 10^{11} \text{ m}$
T_{\odot}	Effektivtemperatur der Sonne	$5,78 \cdot 10^3 \text{ K}$
$\log(g)_{\odot}$	Oberflächenschwerkraft der Sonne	2,44 (4,44 für g in cm s^{-2})
JD	Julianisches Datum	Anzahl der Tage, die seit dem 1. Januar 4713 v. Chr. 12:00 Uhr vergangen sind.
Flare-Klassen der Sonne	Intensität der abgestrahlten Leistung im Röntgenbereich	
X-Klasse		$\geq 100 \mu\text{W/m}^2$
M-Klasse		$10 - 100 \mu\text{W/m}^2$
C-Klasse		$1 - 10 \mu\text{W/m}^2$
B-Klasse		$0,1 - 1 \mu\text{W/m}^2$
A-Klasse		$0,01 - 0,1 \mu\text{W/m}^2$

1 Einleitung

1.1 Einführung in das Thema

Die vorliegende Dissertation behandelt die Untersuchung von hochenergetischen Explosionen und Eruptionen in begrenzten Regionen von Sternoberflächen, die durch die hochpräzise photometrische Vermessung des gesammelten Lichts eines Sterns über die Zeit nachweisbar sind. Solche Explosionen ereignen sich, je nach Intensität, regelmäßig auf der Sonnenoberfläche und können durch Satellitenbeobachtungen (Domingo u. a., 1995; Hursen & Ross, 1996, SOHO+GOES) detektiert werden.

Häufige Begleiterscheinungen solcher Eruptionen sind intensive Stürme von energetischen, geladenen Teilchen (SEPs, „**S**olar **E**nergetic **P**articles“) und koronale Massenauswürfe (CMEs, „**C**oronal **M**ass **E**jections“) (Schrijver u. a., 2012), welche durch ihre Ausbreitung in das interstellare Medium mit dem Erdmagnetfeld wechselwirken können und je nach Stärke erhebliche Schäden der Biosphäre der Erde (Haigh, 2003) sowie der modernen Telekommunikation (Baker, 2000) verursachen. Andererseits lassen solche Phänomene faszinierende Naturschauspiele wie Aurorae (Polarlichter) entstehen. Die mit den Explosionen einhergehenden Helligkeitsausbrüche zeichnen sich im optischen Spektralbereich durch einen besonders schnellen und sprunghaften Anstieg der Helligkeit eines Sterns bzw. der Sonne aus, bevor die Helligkeit des jeweiligen Objekts exponentiell abklingend wieder in den Ruhezustand übergeht. Aufgrund ihrer Kurzlebigkeit von wenigen Minuten bis zu einigen Stunden werden solche Ereignisse in der Fachliteratur als „Flares⁽¹⁾“ bezeichnet.

Die Sonne ist der einzige Stern, bei dem die sichtbare Hemisphäre aufgrund der relativ geringen Entfernung zu einem Beobachter auf der Erde räumlich gut aufgelöst werden kann. Beobachtungen haben gezeigt, dass Flares bevorzugt in kleinen, eng begrenzten, magnetisch aktiven Regionen (Sonnenflecken) auf der Sonnenoberfläche auftreten (Benz, 2008). Flares können als die beobachtbaren Phänomene verstanden werden, die bei der rapiden Umwandlung magnetischer Energie entstehen.

⁽¹⁾engl. flare - Aufhellen, Aufflackern

Für die Dissertation sind Sterne mit sonnenartigen⁽²⁾ Eigenschaften und Flare-Aktivität von besonderem Interesse. Sonnenartige Sterne sind in dieser Arbeit als Hauptreihensterne mit Temperaturen von 5600K bis 6000K (nach Kenyon & Hartmann (1995) korrespondierende Spektraltypen $G0,5$ bis $G7,5$) und Oberflächenschwerkraften $\log(g) \geq 4,0$ definiert. Durch die Untersuchung der Flare-Eigenschaften bei solchen Sternen kann die Allgemeingültigkeit bisher bekannter Flare-Modelle z. B. für solare Flares geprüft und die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse besser verstanden werden. Möglicherweise lässt sich ein Bogen von stellaren Flares zu solaren Flares spannen, sodass die Flare-Häufigkeit der Sonne in verschiedenen Energiebereichen durch einen größeren Stichprobenumfang besser abgeschätzt werden kann (sofern die beobachteten Sterne tatsächlich sonnenartig sind).

Der relative Anteil eines Flares am Gesamtfluss ist bei allgemein sonnenähnlichen⁽³⁾ Sternen mit korrespondierenden Spektraltypen $G0 - K1$ (Kenyon & Hartmann, 1995) im Mittel wesentlich kleiner als bei massearmen M-Zwergsternen. Dennoch kann die freigesetzte Flare-Energie bei sonnenähnlichen Sternen Werte von 10^{33} erg überschreiten. Solche Ereignisse werden dann als „Superflares“ bezeichnet (Schaefer u. a., 2000).

Die Untersuchung der Superflare-Aktivität für den in dieser Arbeit studierten Spektralbereich $G0,5 - G7,5$ (Kenyon & Hartmann, 1995) ist ein relativ junges Forschungsgebiet. Dies begründet sich durch den inneren Aufbau und die Strahlungseigenschaften der Sterne. Die Konvektionszone umfasst im Mittel nur die äußeren $\approx 30\%$ des radialen Profils von $G2$ -Sternen (Unsöld & Baschek, 2002). Der Dynamo-Effekt als mutmaßlicher Generator für die Entstehung von Sternflecken und damit der „Trigger-Prozess“ für die Entstehung von Flares ist nicht so stark ausgeprägt wie bei voll konvektiven späten Spektraltypen (Benz, 2008). Laut Dynamo-Theorie, welche im Kapitel Grundlagen näher erklärt wird, ist bei G -Sternen eine von vornherein geringere Flare-Häufigkeit als bei M-Zwergen zu erwarten. Zudem ist der Helligkeitskontrast (prozentualer Anteil der Flare-Emission an der gesamten Abstrahlung) bei Beobachtungen im optischen Spektralbereich aufgrund des im Visuellen sehr hellen photosphärischen Emissionshintergrunds von $G0,5$ bis $G7,5$ Sternen sehr gering (Schrijver u. a., 2012). Das damit verbundene Detektionslimit und die geringere Flare-Häufigkeit machten die Suche nach Flares bei sonnenähnlichen Sternen ineffektiv, sodass in den letzten Jahrzehnten nur wenige Detektionen von Superflares (Schaefer, 1989, 1991; Schae-

⁽²⁾sonnenartig: Übersetzung der Bezeichnung „sun-like“ aus der Studie von Maehara u. a. (2012)

⁽³⁾sonnenähnlich: Übersetzung der Bezeichnung „solar-like“ aus der Studie von Maehara u. a. (2012)

fer u. a., 2000) möglich waren. Die ersten tabellierten Superflare-Ereignisse stellten Ansammlungen von inhomogenen Daten dar, welche für keine angemessene statistische Auswertung und Schlussfolgerungen geeignet waren. Vor wenigen Jahren hat sich diese Situation durch den Start von Weltraummissionen wie *Kepler* (Borucki u. a., 2009) und *CoRoT* (Auvergne u. a., 2009) entscheidend geändert. Obwohl die Satelliten für die Detektion von erdähnlichen Planeten in der habitablen Zone ihres Muttersterns mittels Transitlechnik konzipiert wurden, eignen sich die Daten aufgrund ihrer hohen photometrischen Genauigkeit und zeitlich ununterbrochener Beobachtungen hervorragend für die Untersuchung von diversen astrophysikalischen Phänomenen in variablen Sternen.

Das bisherige Wissen über die Häufigkeit von Flares und Superflares auf sonnenähnlichen Sternen mit Spektraltypen G0 - K1 stützt sich im Wesentlichen auf die Pionierarbeit von Maehara u. a. (2012) und die erweiterte Studie von Shibayama u. a. (2013), deren Arbeiten im folgenden Abschnitt kurz zusammengefasst werden.

Das Hauptanliegen dieser Dissertation ist es, diese Arbeiten kritisch zu hinterfragen, Verbesserungsvorschläge aufzuzeigen und zuverlässige Ergebnisse auf der Grundlage einer eigenen Analyse-Software für die gesamte Beobachtungsepoche des *Kepler*-Satelliten zu präsentieren.

1.2 Aktueller Stand der Superflare-Forschung

Die schrittweise Bereitstellung von *Kepler*-Daten und der freie Zugang zum *Nasa Exoplanet Archive*⁽⁴⁾ hat zu einem ansteigenden Potential der *Kepler*-Daten für sekundäre Forschung abseits der Suche nach Exoplaneten geführt. *Kepler*-Beobachtungen ermöglichen es, Helligkeitsuntersuchungen für einen langen Beobachtungszeitraum für viele tausend Sterne durchzuführen. In den Studien von Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) wurden die ersten 120 d und 500 d der *Kepler*-Daten verwendet, um die Häufigkeit von Superflares bei sonnenähnlichen Sternen abzuschätzen. Dabei konnte zum ersten Mal eine homogene Datenauswertung für viele Superflare-Sterne gewährleistet werden. Die Autoren nutzten den Kepler-Input-Katalog (Brown u. a., 2011), um Sterne mit Effektivtemperaturen zwischen 5100 K und 6000 K und Oberflächenschwerkkräften $\log(g) \geq 4,0$ innerhalb des Gesichtsfeldes von *Kepler* auszuwählen. Dieser Temperaturbereich entspricht gemäß der Liste von Kenyon & Hartmann (1995) einem Spektralbereich von $G0,5 - K7,5$.

⁽⁴⁾<http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

Um kurzzeitige Helligkeitsanstiege, wie sie bei Superflares zu erwarten sind, in photometrischen Lichtkurven (Helligkeit eines Sterns über der Zeit) zu detektieren, wurde die Verteilung der Helligkeitsunterschiede zwischen allen Paaren von benachbarten Datenpunkten bestimmt. Positionen in einer Lichtkurve, bei denen diese Helligkeitsunterschiede einen bestimmten statistischen Schwellwert überschritten, wurden in den Arbeiten genauer untersucht, um bolometrische Flare-Energien und Leuchtkräfte abzuschätzen. Dieser Schwellwert wurde auf das Dreifache des Wertes für das 99 %-Quantil der Verteilungen festgelegt.

Eine visuelle Untersuchung der Autoren Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) hat ergeben, dass der Großteil der untersuchten Lichtkurven mit Superflare-Aktivität ein Erscheinungsbild zeigt, wie es bei der Existenz von Sternflecken zu erwarten ist. Solche Lichtkurven zeigen häufig eine Modulation der Amplitude, Phasenversätze, Sattelpunkte oder Doppelspitzen, was im Einzelnen auf die Entwicklung solcher Flecken bezüglich deren Größe, die Neubildung aktiver Regionen sowie das zeitliche Verschwinden älterer Flecken an unterschiedlichen Positionen auf der Sternoberfläche zurückzuführen ist (Fröhlich u. a., 2012). Dabei korreliert die Kohärenzlänge des Signals mit der mittleren Lebensdauer der Sternflecken. Durch diese Ähnlichkeit zur Sonne und durch die Ähnlichkeit des Helligkeitsprofils der detektierten Superflares zu solaren Flares wird angenommen, dass Superflares einen ähnlichen Ursprung haben und durch magnetische Effekte entstehen (Maehara u. a., 2012).

Das Lichtkurvenmuster wurde in den Arbeiten zudem genutzt, um die Rotationsperioden P_{rot} der Sterne zu ermitteln. Dadurch war es möglich, eine Unterklasse der Stichprobe mit $5600 \leq T_{eff} \leq 6000$ K, $\log(g) \geq 4,0$ dex und $P_{rot} \geq 10$ d zu studieren.

In der Arbeit von Maehara u. a. (2012) wurden bei 148 sonnenähnlichen Sternen (von insgesamt 83 000 untersuchten Sternen) 365 Superflares detektiert, während nur 14 Superflares bei 10 sonnenartigen Sternen mit $P_{rot} \geq 10$ d gefunden wurden. Ein typisches detektiertes Superflare-Ereignis ist in Abb. 1.1 für den Stern KIC011764567 dargestellt. In der erweiterten Studie von Shibayama u. a. (2013) stieg die Zahl der gefundenen Superflares bereits auf 1 547, die Zahl der Superflare-Sterne auf 279. In der Unterklasse der sonnenartigen Sterne mit $P_{rot} \geq 10$ d wurden 44 Superflares bei 19 Sternen registriert.

Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) weisen darauf hin, dass auch andere als magnetische Effekte in der Atmosphäre für die Generierung von starken Helligkeitsausbrüchen eine Rolle spielen können. Darunter zählen unter anderem magnetische Wechselwirkungen in engen Doppelsternsystemen, Helligkeitsaus-

brüche bei unentdeckten oder nicht aufgelösten Begleitern späten Spektraltyps (*M*-Zwergsterne), gestreutes Licht von Hintergrundobjekten in der Sternapertur oder bisher unbekannte Mechanismen. Für die Erklärung des Superflare-Phänomens wurde auch das Modell des „heißen Jupiters“ studiert (Schaefer (2012) und darin aufgeführte Referenzen). In diesem Modell wird die Existenz starker Magnetfeldbögen vorhergesagt, welche den Mutterstern mit dem eng umlaufenden Planeten verbinden können.

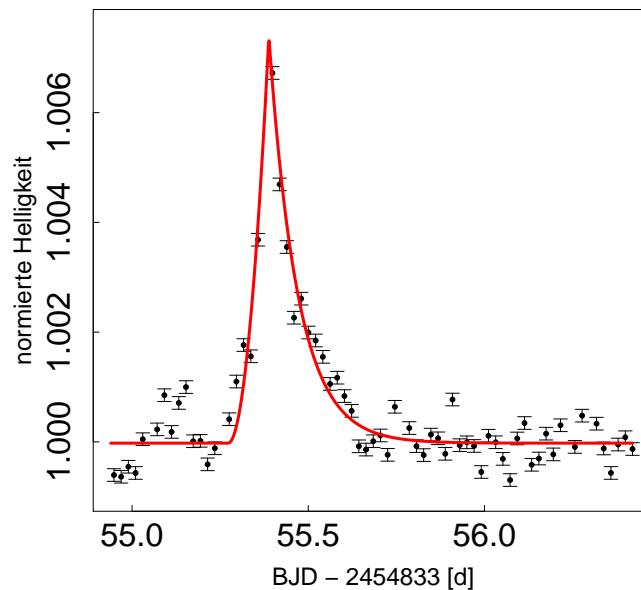


Abbildung 1.1: Gezeigt ist der zeitliche Verlauf der Helligkeit eines detektierten Superflares des *Kepler*-Sterns KIC011764567.

Die genannten Phänomene können die Statistik von Superflares als Ergebnis intrinsischer Aktivität von sonnenähnlichen Einzelsternen signifikant verfälschen. Ein erklärtes Ziel besteht daher im Finden von Begleitern oder unbekannten Hintergrundobjekten, welche für die Entstehung der Superflares verantwortlich sein könnten und nicht sonnenähnlich sind. Dazu steht allerdings für jeden *Kepler*-Stern aufgrund der Beobachtungsstrategie nur eine geringe Anzahl von im Mittel 32 Pixeln (Bryson u. a., 2010) mit einer Pixelskala von $3,98''/px$ (Borucki u. a., 2009) zur Verfügung, um die Helligkeitsverteilung um einen Stern zu studieren.

Nach Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) deuten die in den meisten Fällen durch mutmaßliche Sternflecken verursachten Lichtkurven-Variationen darauf hin, dass die Superflares vorwiegend durch intrinsische Aktivitäten von Einzelsternen verursacht wurden.

Abb. 9 in Shibayama u. a. (2013) stellt die Häufigkeitsverteilung von Sonnenflares in niedrigen Energiebereichen $10^{28} - 10^{31}$ erg (Crosby u. a., 1993; Shimizu, 1995; Aschwanden u. a., 2000) sowie von bekannten Superflares im Energiebereich $10^{33} - 10^{36}$ erg gegenüber. Eine Extrapolation des abgeschätzten Potenzgesetzes für solare Flares in höhere Energiebereiche $\geq 10^{34}$ erg zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Häufigkeitsverteilung von Superflare-Ereignissen auf mutmaßlichen sonnenartigen Sternen. Aus theoretischer Sicht gibt es bisher jedoch keinen Rahmen, der eine solche Verbindung erlaubt.

Auch die Exponenten der Verteilungen stellarer Flares $\alpha \sim -2$ und von Flares der Sonne ($\alpha \sim -1,8$) zeigen eine auffallende Ähnlichkeit ($\Delta\alpha$ in beiden Fällen nicht angegeben). Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) haben unter der Annahme eines gültigen, einheitlichen Exponentialgesetzes Einschränkungen für das Auftreten von solaren Flares in höheren Energiebereichen abgeschätzt. Maehara u. a. (2012) schlussfolgerten, dass solare Superflares mit $\geq 10^{34}$ erg im Mittel alle 800 yr auftreten können, solare Superflares mit $\geq 10^{35}$ erg alle 5 000 yr. Shibayama u. a. (2013) haben dieses Ergebnis unter Verwendung der ersten 500 d von *Kepler*-Daten bestätigt.

Der größte, jemals aufgezeichnete Helligkeitsausbruch auf der Sonne ereignete sich am 1. September 1859 mit einer abgeschätzten Energiefreisetzung von 10^{32} erg und wurde nach seinem Entdecker Carrington-Ereignis benannt (Carrington, 1859). Theoretische Überlegungen zeigen, dass die Sonne durchaus in der Lage ist, Superflares mit einer Energie von 10^{34} erg zu erzeugen (Notsu u. a., 2013; Shibata u. a., 2013). Historische Aufzeichnungen, z. B. durch Beobachtungen und Dokumentationen von Aurorae in den letzten 3 000 Jahren, liefern jedoch keinen Beweis, dass sich ein solch energetischer Helligkeitsausbruch mit $> 10^{34}$ erg jemals auf der Sonne ereignet hat (Neuhäuser & Hambaryan, 2014; Neuhäuser & Neuhäuser, 2015). Eine erste Erklärung der hohen Superflare-Aktivität bei den sonnenähnlichen Sternen ist das Vorhandensein sehr viel stärkerer Magnetfelder als auf der Sonne bzw. das Vorhandensein längerer Aktivitätszyklen (Shibata u. a., 2013).

Weitere Ergebnisse der Studien von Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) sind:

- Die maximale Energie der Superflares korreliert nicht mit der Rotationsperiode der Sterne.

- Die Erscheinungshäufigkeit hängt von der Oberflächentemperatur der Sterne ab und ist höher für Sterne mit geringeren Temperaturen.
- „Heiße Jupiter“ als Ursache für Superflare-Aktivität sind unwahrscheinlich.
- Vereinzelte Objekte zeigen eine extrem erhöhte Superflare-Rate von > 50 Superflares in 500 d.

1.3 Problemstellung und Motivation

Die Ergebnisse von groß angelegten Studien für viele tausend Sterne spiegeln oft nur eine statistisch gemittelte Charakteristik der in der Stichprobe erfassten Objekte wider und können keine präzisen Aussagen für einzelne Objekte liefern. Dieser Verlust an Informationen beeinträchtigt die Ergebnisse der großformatigen Untersuchung jedoch nicht wesentlich. Da bisher nur 44 Superflares bei 19 sonnenartigen Sternen gefunden wurden, ist eine genauere Untersuchung der einzelnen Sterne sehr wichtig. Zum Beispiel kann die Aussortierung von wenigen Sternen im Hinblick auf den möglichen Nachweis von Begleitern bzw. nicht sonnenartigen Hintergrundobjekten bereits einen großen prozentualen Einfluss auf die Gesamtanzahl der Superflares aus intrinsischer Aktivität von Einzelsternen in dieser Unterklasse zur Folge haben.

Ein erster Blick auf die Verteilung der in Shibayama u. a. (2013) veröffentlichten Superflares legt nahe, dass einige dieser Ereignisse angezweifelt werden müssen. So bestehen etwa 44% der Superflares aus nur einem oder zwei Datenpunkten. Es ist nahezu unmöglich, den charakteristischen Verlauf eines Flare Ereignisses an zwei Datenpunkten nachzuweisen, da die Kurvenanpassung eines Flare-Modells an zwei Datenpunkte häufig entartete Lösungen liefert.

In den folgenden Abschnitten werden Ergebnisse einer ersten, groben Nachuntersuchung der bisher bekannten sonnenartigen Superflare-Sterne präsentiert. Diese Ergebnisse deuten im Einzelnen auf die Notwendigkeit hin, die bisher verwendeten Methoden zur Suche nach realen Superflare-Ereignissen zu überarbeiten und zu erweitern, um zuverlässigere Resultate zu erhalten.

1.3.1 Das Fallbeispiel KIC007133671

KIC007133671 ist ein vermeintlich sonnenartiger Stern mit $T_{eff} = (5627 \pm 200)$ K und $\log(g) = (4,36 \pm 0,30)$ dex (Brown u. a., 2011). Während der *Kepler*-Mission wurde der

Stern in insgesamt 3 Quartalen⁽⁵⁾ (von insgesamt 17 archivierten Quartalen, Stand 09.06.2015) beobachtet. Von diesem Stern ist ein detektierter Helligkeitsausbruch aus der Studie von Maehara u. a. (2012) mit einer Energiefreisetzung von $O(10^{35})$ erg bekannt.

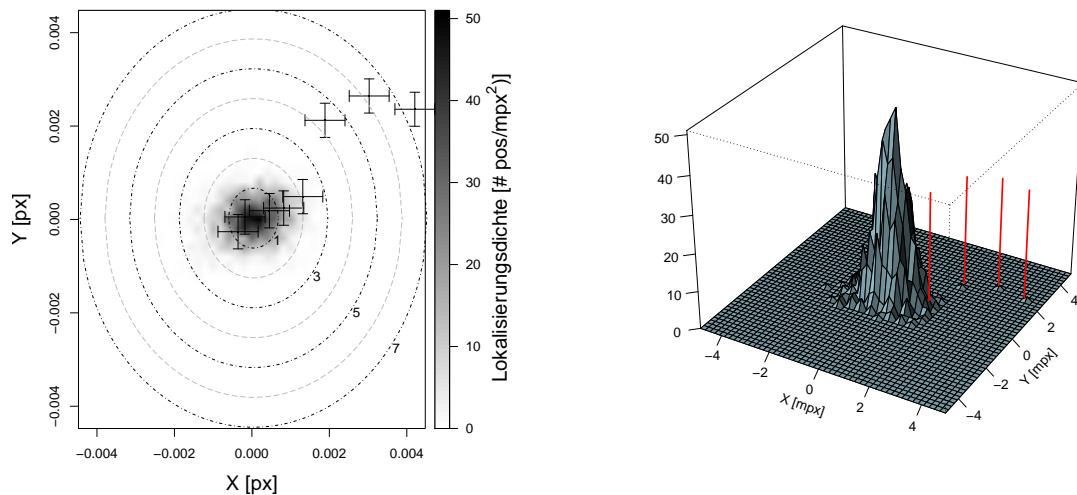


Abbildung 1.2: Zwei- und dreidimensionale Darstellung des astrometrischen Signals von KIC007133671 während des ersten Quartals von *Kepler*-Beobachtungen, nachdem Positionsbewegungen des Satelliten herausgemittelt wurden. Die schwarzen Kreuze bzw. roten vertikalen Linien repräsentieren Datenpunkte während des einen detektierten Superflares in Maehara u. a. (2012). Gestrichelte Linien deuten den Toleranzbereich in Sigma an. Es zeigt sich eine Abweichung von mehr als 7σ von der zentralen Position des Sterns während des Superflares.

In der Studie von Kitze u. a. (2014) wurde KIC007133671 im Detail untersucht, da bis dato nur zwei vermeintlich sonnenartige Superflare-Sterne mit einer solch hohen registrierten Superflare-Energie bekannt waren. Kitze u. a. (2014) haben gezeigt, dass der detektierte Helligkeitsausbruch zu einer Abweichung des astrometrischen Signals von der mittleren Position des Sterns von $> 7\sigma$ führte (siehe Abb. 1.2). Dazu wurde die astrometrische Position des Sterns durch einen zweidimensionalen gewichteten Mittelwert über alle Pixelraten für jeden Zeitstempel bestimmt. Die aufgrund der etwas ungenauen Sichtlinienführung des *Kepler*-Satelliten entstandene Bewegung auf dem Detektor wurde durch eine Kurvenanpassung mit Polynomen niedriger Ordnung in jeder Detektorachse heraus korrigiert. Die entsprechende zweidimensionale Verteilung der korrigierten Sternposition auf dem CCD-Chip ist in Abb.

⁽⁵⁾Quartal (engl. quarter) - Beobachtungszyklus von etwa ≈ 90 d

1.2 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Position des Sterns während des einen detektierten Superflares (schwarze Kreuze bzw. rote senkrechte Linien) in Richtung der rechten oberen Ecke des Gitters springt. KIC007133671 kann demzufolge nicht als Quelle für den Helligkeitsausbruch angesehen werden, welcher stattdessen von einer anderen nahen Quelle, entweder einem unbekannten Begleiter oder einem Hintergrundobjekt, verursacht wird.

Dieses Beispiel verdeutlicht, dass eine visuelle Inspektion der räumlichen Helligkeitsverteilung (Maehara u. a., 2012; Shibayama u. a., 2013) auf dem CCD-Chip nicht ausreicht, um nahe benachbarte Objekte als mögliche Quellen für Flare-Aktivität auffindig zu machen. Verschiebungen des Helligkeitsschwerpunktes bewegen sich oft nur im Millipixelbereich und können per Auge nicht erfasst werden.

Aufgrund des großen Gesichtsfeldes des *Kepler*-Photometers von 115 Quadratgrad und der Detektorgeometrie (Borucki u. a., 2009) kann sich die Helligkeit der *Kepler*-Sterne auf dem CCD-Gitter durch auftretende Bildfehler nicht gleichmäßig verteilen. Das beobachtete Erscheinungsbild eines Sterns (PRF - Pixel Response Function) (Bryson u. a., 2010) hängt von verschiedenen Aspekten wie z. B. der im Optischen erwarteten radialsymmetrischen Bildfunktion (PSF - Point Spread Function), der Defokussierung der CCD-Module, der Sensibilitätskurve der verwendeten CCD-Chips sowie der Geometrie in der Fokusebene ab. Die PRF eines Sterns ist ebenfalls abhängig vom Spektraltyp. Aus Gründen einer limitierten Speicherkapazität, der verfügbaren Bandbreite während der Datenübertragung sowie der Architektur des Weltraum-Satelliten wird die optimale Apertur eines Sterns vor jedem Beobachtungsquartal aus einer Reihe von 1024 modellierten Aperturmasken mit im Mittel 32 Pixeln definiert (PRF's plus umgebende Pixel) (Bryson u. a., 2010), sodass die Erscheinungsform eines Sterns auf dem Detektor in eine dieser Pixelmasken passen muss.

Maehara u. a. (2012) sowie Shibayama u. a. (2013) beschreiben nicht, welche Bildfunktion der Sterne sie für den Vergleich der Helligkeitsverteilungen während eines Flares und während einer ruhigen Phase genutzt haben. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die vordefinierte optimale Apertur dafür verwendet wurde. Da die optimalen Aperturen so definiert sind, dass sie ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis (SNR - Signal to Noise Ratio) für alle *Kepler*-Sterne liefern, können sie für einzelne Objekte nicht optimiert sein. Dieser Umstand muss für die weitere Analyse berücksichtigt werden.

In dieser Arbeit wird eine verbesserte Methode angewendet, um die Abhängigkeit von Sternaperturen bei der Suche nach astrometrischen Signalen zu vermeiden.

1.3.2 Das Fallbeispiel KIC011764567

Das stellare Objekt KIC011764567 wurde in einer weiteren Studie (Kitze u. a., 2016, akzeptiert) untersucht, da KIC011764567 eine hohe Superflare-Aktivität mit im Mittel einem Flare pro 10 Tagen zeigt (Maehara u. a., 2012; Shibayama u. a., 2013). Einige der aus unterschiedlichen Publikationen stammenden stellaren Parameter sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

Tabelle 1.1: Stellare Parameter von KIC011764567 aus verschiedenen Studien: [1] Brown u. a. (2011); Maehara u. a. (2012), [2] Pinsonneault u. a. (2012), [3] Wichmann u. a. (2014), [4] Guillermo Torres (private Kommunikation).

Referenz	T_{eff} [K]	P_{rot} [d]	$\log(g)$ [dex]
[1]	5238 ± 200	22,7	$4,38 \pm 0,40$
[2]	5480 ± 66	—	—
	5586 ± 130	—	—
[3]	6100 ± 300	20,5	$4,5 \pm 0,5$
	5640 ± 240	20,5	$3,5 \pm 0,8$
[4]	5200 – 5380	—	3,0 – 3,5

Der Stern wurde am F. L. Whipple Observatorium am Mount Hopkins in Arizona (USA, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics) mit dem Tillinghast-Reflector-Echelle-Spectrograph (Fűrész u. a., 2008, TRES) spektroskopisch analysiert, wobei sich herausstellte, das KIC011764567 ein entwickelter gelber Riesenstern mit dem achtfachen Sonnenradius ist (G. Torres, private Kommunikation). Die Lichtkurve des *Kepler*-Sterns KIC011764567 weist typische Anzeichen für stellare Fleckenaktivität auf. In einem dynamischen Lomb-Scargle-Periodogramm konnte die Existenz von differentieller Rotation nachgewiesen werden, wobei zwei besonders dominante Perioden bei 19,42 d und 22,31 d präsent sind (Kitze u. a., 2016, akzeptiert).

Innerhalb des gesamten Beobachtungszeitraumes von *Kepler* (Q0 - Q17) konnten 150 Flares registriert werden. Diese recht große Anzahl an Flare-Ereignissen ermöglichte eine Untersuchung bezüglich der Verteilung der zeitlichen Flare-Häufigkeit. Gibt es Zeitbereiche in denen Flare-Ereignisse besonders häufig vorkommen, während die Flare-Häufigkeit in anderen Zeitintervallen vergleichbar gering ist, so deutet dies auf eine zeitlich variable Flare-Häufigkeit hin. Solche Variationen können entweder unregelmäßig oder in einem bestimmten zyklischen Rhythmus auftreten.

Ein periodischer Flare-Zyklus kann beispielsweise hervorgerufen werden, wenn magnetische Wechselwirkungen mit einem sehr nahen Begleiter, entweder einem

massearmen Stern oder einem Gasplaneten (Schaefer, 2012), stattfinden. In diesem Fall wird angenommen, dass die Superflare-Rate durch die Frequenz des umlaufenden Begleiters moduliert wird. Für KIC011764567 wurde eine Flare-Periode von etwa 433,26 d bestimmt. Die Signifikanz dieses Signals reicht nicht vollständig aus, um ein periodisches Signal gegenüber einer konstanten Rate definitiv zu bevorzugen. Um eine vertrauenswürdiger Korrelation eines hypothetischen Begleiters zur Flare-Aktivität des Sterns herzustellen, ist es zwingend erforderlich, Bahnparameter des Begleiters zu bestimmen und mit dem Flare-Zyklus zu vergleichen.

Besonders interessant ist, dass das kleinste gemeinsame Vielfache der differentiellen Rotationsperioden $19,42 \cdot 22,31 = 432,11$ sehr gut mit der detektierten Flare-Periode von 433,26 d übereinstimmt. Dadurch könnte eher ein Zusammenhang der detektierten Flare-Ereignisse zu der Fleckenaktivität bestehen. Vom Aktivitätszyklus der Sonne (Arlt, 2011) und von Sonnenflare-Beobachtungen (Domingo u. a., 1995; Hursen & Ross, 1996) ist bekannt, dass die Flare-Häufigkeit mit dem Aktivitätszyklus der Sonne korrelieren kann. Die bei KIC011764567 angedeutete Flare-Periode von 450 d ist deutlich kürzer als der bekannte Schwabe-Zyklus der Sonne von 11 yr (Arlt, 2011). Ein so kurzer Aktivitätszyklus ist von aktuell bekannten Dynamo-Modellen zwar nicht auszuschließen, steht jedoch laut der Theorie von Shibata u. a. (2013) im Widerspruch zu den detektierten energiereichen Flares von $> 10^{36}$ erg.

Der Periodenbereich, der immer direkt untersucht werden kann, ist durch das Beobachtungsintervall $[t_{min}, t_{max}]$ sowie die Anzahl der detektierten Ereignisse n begrenzt. Die maximale Periode, die noch untersucht werden kann, lässt sich durch die Faustformel $P_{max} \approx (t_{max} - t_{min})/3$ bestimmen (mindestens 3 Perioden im Intervall), während sich die minimale Periode aus dem Nyquist-Theorem ableitet ($P_{min} \approx 2 \cdot (t_{max} - t_{min})/n$).

Für alle Sterne, bei denen die Länge des Beobachtungsintervalls sowie die Anzahl der detektierten Flares die Untersuchung eines großen Periodenbereichs erlaubt, ist eine Untersuchung der Flare-Zeitpunkte ausdrücklich empfohlen (Akopian, 2015). Sterne mit einer besonders hohen Superflare-Rate haben das größte Potential, die aktuelle Superflare-Statistik der sonnenähnlichen Sterne zu verfälschen, sofern die Superflare-Aktivität dieser Sterne nicht die intrinsische Aktivität widerspiegelt.

Das Fallbeispiel KIC011764567 gibt außerdem Hinweise auf die Ungenauigkeit des Kepler-Input-Kataloges (Brown u. a., 2011) bezüglich der Bestimmung von stellaren Parametern. Die Parameter T_{eff} und $\log(g)$ in Tab. 1.1 zeigen eine große Spannweite an möglichen Werten. Aus der Auswertung aufgenommener Spektren von Wichmann u. a. (2014) und G. Torres (private Kommunikation) geht hervor, dass KIC011764567

ein vermeintlicher Riesenstern ist. Unter Verwendung der Rotationsperiode von etwa 19 – 22 d (siehe Tab. 1.1) wurde eine Schwerkraft von $\log(g) = (3,5 \pm 0,5)$ dex und eine äquatoriale Oberflächengeschwindigkeit $v \sin i$ von $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ bestimmt, woraus ein Mindestradius von $R_{\min} \approx 8 R_{\odot}$ hervorgeht ($R_{\min} \approx 1/(2\pi) \cdot v \sin i \cdot P_{\text{rot}}$). KIC011764567 ist demzufolge nicht sonnenartig und darf konsequenterweise für die Superflare-Häufigkeit sonnenartiger Sterne aus intrinsischer Aktivität nicht mehr berücksichtigt werden.

Es ist deshalb ein weiteres Anliegen dieser Arbeit, die stellaren Parameter aus dem Kepler-Input-Katalog (Brown u. a., 2011) mit externen Katalogen zu vergleichen, um zu überprüfen, ob zwischen den KIC-Werten und abgeschätzten Parametern aus anderen Spektralklassifikationen ein systematischer Fehler besteht.

1.3.3 Rotationsperioden sonnenartiger Superflare-Sterne

Eine visuelle Untersuchung der Helligkeitsverläufe aller 19 bisher bekannten sonnenartigen Superflare-Sterne (Shibayama u. a., 2013) zeigt, dass etwa nur die Hälfte der Objekte ein klares und reguläres Muster zeigt, wie es bei der Existenz von Sternflecken zu erwarten ist. Die Lichtkurven der anderen Sterne zeigen eine mehr oder weniger konstante Emission der Photosphäre. Die Korrektheit der bestimmten Rotationsperioden für diese Sterne ist daher zweifelhaft.

Um die Reproduzierbarkeit der ermittelten Rotationsperioden zu überprüfen, wurden die Frequenzspektren der Lichtkurven durch eine Lomb-Scargle-Fourier-Analyse (Lomb, 1976; Scargle, 1982, LS-Methode) bestimmt. Anschließend wurden die darin enthaltenen Frequenzspitzen mit den Werten aus Shibayama u. a. (2013) und McQuillan u. a. (2014) verglichen. Letztere haben Rotationsperioden über Autokorrelation (ACF-Methode) bestimmt und unterscheiden zwischen signifikanter und nicht signifikanter Detektion (siehe Tab. 1.2). Aufgrund des langen Beobachtungsintervalls von mehr als 3 yr ist Autokorrelation oder eine gefensterte Lomb-Scargle-Analyse (DLS⁽⁶⁾-Methode) zweckdienlicher als die LS-Methode, da die Zeitsignale aufgrund der Entwicklung von Sternflecken nur eine endliche Kohärenzlänge haben. Die ACF- und die DLS-Methode bieten einen guten Kompromiss zwischen gewünschter Zeitauflösung und untersuchtem Frequenzanteil. Man kann durch diese Methoden überprüfen, ob eine detektierte Periode im gesamten Zeitintervall nachweisbar ist.

In Tab. 1.2 ist ein Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Arbeiten aufgeführt.

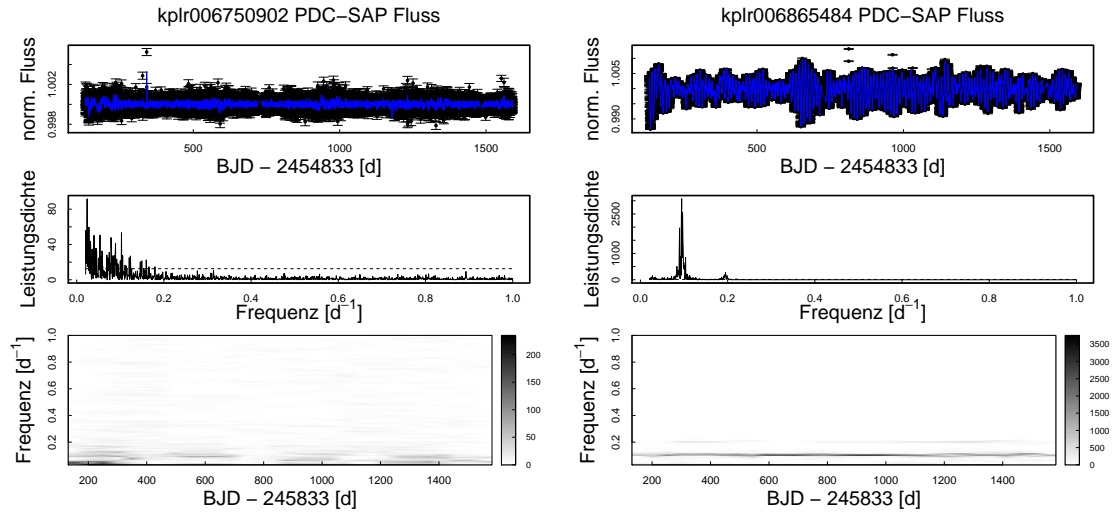
⁽⁶⁾DLS: Dynamical Lomb-Scargle (auch Gábor Transformation mit LS-Methode)

Tabelle 1.2: Rotationsperioden vorläufiger sonnenartiger Superflare-Sterne. Die letzte Spalte zeigt, ob die Periodendetektion signifikant ist oder nicht. Die Indizes ¹ und ² geben die Quelle für die Entscheidung zwischen signifikanter und nicht signifikanter Detektion an (¹ für McQuillan u. a. (2014), ² für diese Arbeit).

KIC ID Nummer	Rotationsperioden			Signifikanz
	Shibayama u. a. (2013)	McQuillan u. a. (2014)	diese Arbeit	
5522535	20.3	—	12.20	nein ^{1,2}
6750902	—	—	41.46	nein ^{1,2}
6865484	11.2	10.54	10.55	ja ^{1,2}
7133671	15.8	—	20.56	nein ^{1,2}
7354508	17.0	17.79	18.02	ja ^{1,2}
7597685	21.8	—	49.94	nein ^{1,2}
8212826	26.3	—	47.08	nein ^{1,2}
8880526	—	—	16.60	nein ¹ , ja ²
9574994	12.3	12.49	12.50	ja ^{1,2}
9766237	21.8	—	14.20	nein ¹ , ja ²
9944137	25.3	—	12.58	nein ^{1,2}
10471412	15.1	15.27	15.22	ja ^{1,2}
10524994	12.0	11.86	11.85	ja ^{1,2}
11390058	12.1	12.12	11.95	ja ^{1,2}
11401109	29.1	—	14.95	nein ^{1,2}
11455711	13.9	13.13	13.95	ja ^{1,2}
11494048	14.9	14.35	14.77	ja ^{1,2}
11612371	—	—	4.31	nein ¹ , ja ²
11961324	—	0.70	19.93	ja ¹ , nein ²

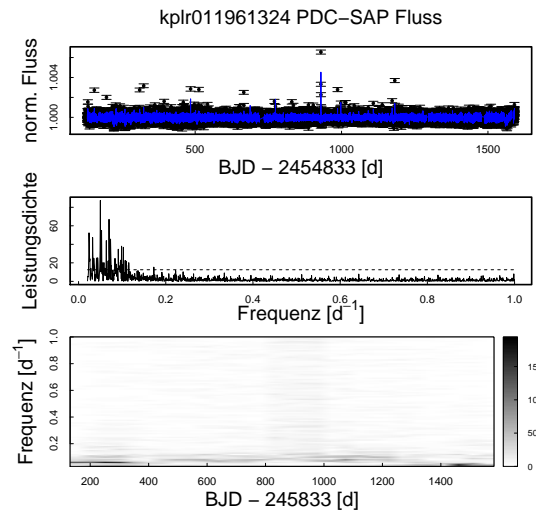
In 3 Fällen (KIC08880526, KIC09766237 und KIC11612371) wurde eine Rotationsperiode mittels DLS-Methode gefunden, die in McQuillan u. a. (2014) als nicht signifikant eingestuft wurde. Für KIC11961324 konnte die in McQuillan u. a. (2014) gefundene Rotationsperiode von 0.7 d nicht bestätigt werden. Ursache dafür könnte sein, dass die Lichtkurven für die Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Rotationsperioden aus Shibayama u. a. (2013) in dieser Arbeit nur in einem Periodensuchbereich von 1 – 50 d untersucht wurden.

Die repräsentativen Lichtkurven der *Kepler*-Sterne KIC006750902, KIC006865484 und KIC011961324 sind mit Lomb-Scargle-Periodogramm und dynamischem Periodogramm aus der DLS-Methode in Abb. 1.3 dargestellt. Für alle anderen der 19 Superflare-Sterne sind die Lichtkurven und Periodogramme im Anhang A dargestellt.



(a) nicht signifikant (diese Arbeit)

(b) signif. Detektion, (McQuillan u. a., 2014)



(c) nicht signifikant (diese Arbeit)

Abbildung 1.3: Ergebnisse der Frequenzanalyse ausgewählter vermeintlicher sonnenartiger Superflare-Sterne. Im Fall von KIC006750902 und KIC011961324 zeigt sich keine kontinuierliche Präsenz einer ausgezeichneten Frequenz.

Die Frequenz-Spitzen der Sterne KIC006750902, KIC007133671, KIC007597685, KIC008212826 und KIC011401109 können nicht als Rotationsperioden interpretiert werden. Die Lichtkurven von KIC008880526 und KIC009944137 zeigen quasi-periodische Oszillationen mit einem typischen An- und Abschwingverhalten. Dieses Verhalten könnte auf eine sehr kurze Lebensdauer von Sternflecken oder eine bestimmte Phase in einem intrinsischen Aktivitätszyklus hindeuten. Die Untersuchung der Lichtkurve von KIC011961324 ergab, dass die detektierten Perioden nur sehr schwache Spitzen von weniger als 3σ im Frequenzraum aufweisen und damit unsignifikant sind. Diese recht grobe Untersuchung und der Vergleich mit McQuillan u. a. (2014) zeigt, dass mindestens 7 der 19 untersuchten Objekte als sonnenartige Superflare-Sterne in Frage gestellt werden müssen. Dieses Ergebnis würde die Zahl der bekannten Superflare-Sterne mit sonnenartigen Eigenschaften verkleinern und die Superflare-Rate der Sterne verändern.

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse von McQuillan u. a. (2014) verwendet, um nur Sterne mit einer signifikanten Periodendetektion (McQuillan u. a., 2013, ACF-Methode) weiter zu untersuchen. Die Arbeit von McQuillan u. a. (2014) stellt eine homogene Datenanalyse für den Großteil der Beobachtungsquartale von *Kepler* dar (Quartal 03 bis Quartal 14) und ist bis auf etwa 5000 Sterne des in dieser Arbeit untersuchten Sternenkatalogs vollständig ($\approx 90\%$). Für diese Objekte wurden die Rotationsperioden und deren Signifikanz mittels Lomb-Scargle-Fourier-Analyse und einer visuellen Inspektion der photometrischen Daten, der Periodogramme und einer modifizierten Gábor-Transformation mit Lomb-Scargle-Fourier-Transformation für das gesamte Beobachtungsintervall bestimmt. Die genaue Datenanalyse wird in Abschnitt 4.7.3 vorgestellt.

2 Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem theoretischen Hintergrund der Flare- und Superflare-Aktivität bei sonnenähnlichen Sternen. Sonnenflecken stellen bevorzugte Regionen für das Auftreten von Sonnenflares dar (Benz, 2008), so dass Sonnenflares als Phänomene freigesetzter magnetischer Energie verstanden werden.

Wie später gezeigt wird, deuten beobachtete Flares und Superflares bei sonnenähnlichen Sternen bezüglich ihres charakteristischen Helligkeitsverlaufs und der häufigen Signatur von Sternflecken auf einen ähnlichen Ursprung hin. Aus diesem Grund beschränken sich die folgenden theoretischen Überlegungen zunächst auf Beobachtungen der Sonne und deren Interpretation. Durch die ähnlichen Spektraltypen der in dieser Arbeit untersuchten Sterne wird davon ausgegangen, dass die Entstehung der Magnetfelder und die zugrundeliegende Physik viele Gemeinsamkeiten mit den bisher bekannten Dynamo-Modellen des Sonnenzyklus (welche das Zusammenspiel der Magnetfelder der Sonne gut reproduzieren) aufweist.

Die folgenden Abschnitte umfassen daher einen Überblick über die Entstehung der Magnetfelder der Sonne, des Dynamo-Problems, der Entstehung magnetisch aktiver Regionen auf der Sonnenoberfläche und des Standard-Flare-Modells.

2.1 Magnetfelder von Sternen und das Dynamo-Problem

Beobachtungen haben gezeigt, dass Sterne relativ starke, weit ausgedehnte Magnetfelder besitzen können. In erster Näherung kann das Magnetfeld der Sonne als axialsymmetrisch um die Rotationsachse, sowie antisymmetrisch bezüglich der Äquatorialebene angesehen werden. Diese Annahmen ergeben sich unter anderem aus Schmetterlingsdiagrammen (Ruediger & Brandenburg, 1995), Hales Polarisationsgesetz von Sonnenflecken (Hale & Nicholson, 1925; Babcock, 1961) und synoptischen

Magnetogrammen⁽⁷⁾ (Liu u. a., 2012; Charbonneau, 2010). Solche Magnetfelder lassen sich in Poloidal- und Toroidalkomponenten zerlegen (siehe Abb. 2.1). Dabei sind poloidale Felder, in Kugelkoordinaten ausgedrückt, aus einer radialen Komponente $B_r(r, \vartheta, t) \cdot \vec{e}_r$ und einer ϑ Komponente $B_\vartheta(r, \vartheta, t) \cdot \vec{e}_\vartheta$ zusammengesetzt, während toroidale Felder nur aus einer φ Komponente $B_\varphi(r, \vartheta, t) \vec{e}_\varphi$ bestehen. Die Poloidalkomponente kann in Form eines toroidalen Vektorpotenzials $A(r, \vartheta, t) \vec{e}_\varphi$ ausgedrückt werden.

Die Sonne ist aus einem radiativen Zentralgebiet und einer konvektiven Hülle aufgebaut. Es wird vermutet, dass sich poloidale Magnetfelder vorwiegend im Bereich der Tachocline, einer dünnen Übergangszone zwischen Strahlungs- und Konvektionszone ausbilden können (Benz, 2008). Während helioseismische Messungen ergeben haben, dass die Strahlungszone im Inneren als starrer Rotator mit elektrisch neutralem Plasma angesehen werden kann (Benz, 2008), rotiert die konvektive Hülle der Sonne differentiell. Dabei ist die Winkelgeschwindigkeit am Äquator am größten, während sie zu den Polen hin abnimmt. Durch diese Annahme eines starren Körpers im Kern können sich starke Winkelgeschwindigkeitsgradienten im Bereich der Tachocline ausbilden, welche Magnetfelder verursachen können. Es ist nicht ganz einfach, diese Entstehung durch eine detaillierte, geometrische Darstellung zu veranschaulichen. Jedoch kann das resultierende Feld global als magnetischer Dipol angesehen werden. Wie sich später noch zeigen wird, ist dieser Prozess nicht als reiner Entstehungsprozess zu verstehen, sondern vielmehr als Umwandlungsprozess von bestehenden toroidalen Feldern in poloidale Felder. Solche Umwandlungsprozesse spielen für die Beschreibung des Sonnenzyklus (Schwabezyklus) eine erhebliche Rolle (Benz, 2008).

Durch die fortwährende Rotation eines Sterns kann ein mehr oder weniger statisches Magnetfeld \vec{B} mit dem Strömungsfeld \vec{u} der konvektiven Hülle wechselwirken (Charbonneau, 2010). Unter den physikalischen Bedingungen, wie sie im Inneren der Sonne gegeben sind (Charbonneau, 2010), können die Maxwell-Gleichungen in einer einzigen Entwicklungsgleichung für das magnetische Feld kombiniert werden, welche als magnetohydrodynamische Induktionsgleichung bekannt ist:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B} - \eta \nabla \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

Dabei ist η die magnetische Diffusivität. Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (2.1) beschreibt den Induktionsvorgang im Strömungsfeld und kann als

⁽⁷⁾Vermessung der Orientierung und Stärke von Magnetfeldkomponenten der Sonne

Quelle für \vec{B} angesehen werden. Der zweite Term beschreibt die resistive Wirkung des Strömungsfeldes, durch welche Energieverluste in Form von Wärme auftreten (vergleichbar mit einem gedämpften Schwingkreis). Dieser Term stellt immer eine Abschwächung des Magnetfeldes dar. Das generelle Dynamoproblem besteht nun darin, ein dynamisches, induktives Strömungsfeld \vec{u} zu finden, welches ein bestehendes Magnetfeld gegen seinen Ohmschen Widerstand aufrechterhalten kann. Schreibt man den induktiven Term von Gleichung (2.1) als

$$\nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{u} - (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{B} - \vec{B}(\nabla \cdot \vec{u}) \quad (2.2)$$

erkennt man, dass der erste Term auf der rechten Seite zu einer exponentiellen Verstärkung des Magnetfeldes führen kann, dessen Exponent proportional zum lokalen Geschwindigkeitsgradienten des Strömungsfeldes ist (Charbonneau, 2010).

Mit Bezug auf den Sonnenzyklus muss das Dynamoproblem so umformuliert werden, dass die beobachteten oder abgeleiteten Strömungsfelder der Sonne in der Lage sind, die mit dem Sonnenzyklus einhergehende zyklische Regeneration des magnetischen Feldes aufrechtzuerhalten. Dazu gehört die Beschreibung der zyklischen Umpolung des magnetischen Dipol-Feldes mit einer Dauer von 10 – 11 Jahren (Arlt, 2011, Schwabe Zyklus), die dem Äquator während eines Zyklus hingewandte Bewegung von Sonnenfleckengruppen, die beobachtete Antisymmetrie von bipolaren, aktiven Regionen auf der nördlichen und südlichen Hemisphäre (Hale & Nicholson, 1925, Hale's Polarisationsgesetz) und die Beschreibung der Pol-Feldstärken.

2.2 Entstehung magnetisch aktiver Regionen auf der Sonnenoberfläche

Abb. 2.1 zeigt die schematische Umwandlung von poloidalen Magnetfeldkomponenten in toroidale und umgekehrt. Dabei zeigt sich unter anderem, dass die Toroidal- und Poloidalkomponenten entgegengesetzt kulminieren. Die Umwandlung poloidaler Felder in toroidale Felder ergibt sich direkt aus den magnetohydrodynamischen Gleichungen. Drückt man das Strömungsfeld \vec{u} als Summe einer achsensymmetrischen Azimutalkomponente $\vec{u}_a = \bar{\omega} \Omega(r, \vartheta) \vec{e}_\varphi$ (differentielle Rotation) sowie einer achsensymmetrischen Poloidalkomponente $\vec{u}_p(r, \vartheta)$ aus, so ergeben sich Scherungen, durch welche kinetische Rotationsenergie in magnetische Energie umgewandelt werden kann (Charbonneau, 2010). Dabei ist $\bar{\omega} = r \sin \vartheta$ und Ω die Winkelgeschwindigkeit

in rad s^{-1} . Diese durch Scherung verursachte Umwandlung poloidaler Felder ist in Abb. 2.1 (a)-(c) dargestellt und wird häufig auch als Ω -Effekt bezeichnet. Da dieser Umwandlungsprozess unweigerlich zu Cowlings Theorem führen würde, wonach ein achsensymmetrisches Strömungsfeld niemals ein achsensymmetrisches Magnetfeld gegen seinen ohmschen Widerstand aufrechterhalten kann, müssen zusätzliche Quellen wie z. B. toroidale Komponenten für das poloidale Magnetfeld vorhanden sein.

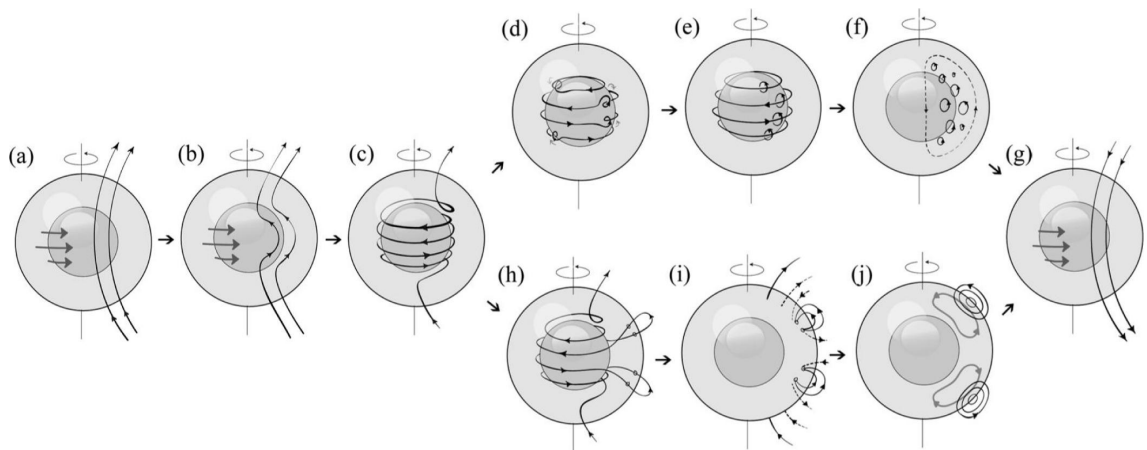


Abbildung 2.1: Mechanismus der Entstehung von toroidalen und poloidalen Magnetfeldkomponenten während eines halben vollständigen Sonnenzyklus (Sanchez u. a., 2013)

Für die Umwandlung toroidaler Magnetfelder in poloidale Magnetfelder gibt es verschiedene Theorien, welche den Sonnenzyklus im Einzelfall zwar nur unvollständig erklären können, den regenerativen Dynamo-Prozess der Sonne in Kombination aber gut beschreiben. Darunter zählen unter anderem der α -Effekt und der Babcock-Leighton-Mechanismus (Babcock, 1961; Leighton, 1969). Beim α -Effekt können kurze, klein skalierte Schwankungen des gemittelten Toroidalfeldes (Fan, 2009, etwa 10^4 G am Boden der Konvektionszone) zu elektromotorischen Kräften führen, welche als Quellen für sekundäre Poloidalfelder dienen (Charbonneau, 2010). Dieser Prozess ist in Abb. 2.1 (d)-(f) gezeigt. Durch den Einfluss der Coriolis-Kraft sowie durch konvektive Verwirbelungen können longitudinale Feldlinien so verdreht werden, dass magnetische Flussschleifen in sogenannte Meridionalebenen⁽⁸⁾ diffundieren (Parker, 1955). Diese klein skalierten Poloidalfeldkomponenten können sich zusammenschließen und in der Summe ein neues großräumiges Bipolarfeld mit umgekehrter Polarisation bilden und verstärken.

⁽⁸⁾Meridionalebenen sind Kugelschnitte entlang eines frei wählbaren Meridians

Sind die toroidalen Magnetfeldstärken im unteren Bereich der Konvektionszone lokal signifikant erhöht (etwa 10^5 G), können sich durch Instabilitäten elastische magnetische Flussröhren ausbilden, welche die Konvektionszone durchdringen und die Photosphäre der Sonne durchstoßen können (Fan, 2009). In der Atmosphäre der Sonne entstehen aufgrund der Ein- und Austrittspunkte magnetischer Flussröhren durch die Photosphäre magnetisch aktive, bipolare Regionen, welche durch magnetische Feldbögen miteinander verbunden sind (Abb. 2.1, h und i). Da der konvektive Energietransport entlang magnetischer Flussröhren gestört wird, ist die Leuchtkraft im Bereich aktiver Regionen vermindert, sodass die Ein- und Austrittspunkte als dunkle Sonnenflecken wahrgenommen werden.

Die Wechselwirkung der in die Atmosphäre aufsteigenden Toroidalfeldlinien mit dem Strömungsfeld führt zu Corioliskräften, durch welche ein anfänglich azimuthales Feld (nur φ Komponente) gekippt wird. Eine bipolare Region zeichnet sich deshalb stets durch einen vorauslaufenden Fleck mit gleicher Polarität wie der Sonnenpol der korrespondierenden Halbkugel sowie einen nachlaufenden Fleck mit entgegengesetzter Polarität aus (Joy's Gesetz, siehe Abb. 2.2). Dabei ist die mittlere heliografische Breite des vorauslaufenden Flecks in der Regel kleiner als die eines nachlaufenden Flecks.

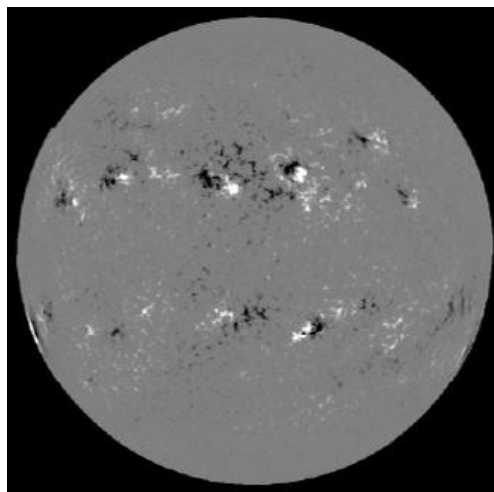


Abbildung 2.2: Magnetogramm der Sonnenoberfläche aus Fan (2009). Gezeigt ist die magnetische Feldliniendichte der Photosphäre in Richtung der Sichtlinie des Beobachters. Schwarze und weiße Bereiche kennzeichnen Gebiete mit negativer und positiver Polarisierung. Vor allem die größeren und kompakteren Sonnenflecken treten jeweils als Paare vorauslaufender und nachlaufender Flecken entgegengesetzter Polarisierung auf.

Die Ausbildung bipolarer Regionen auf der Sonnenoberfläche leitet zugleich den Beginn des Babcock-Leighton-Mechanismus (Babcock, 1961; Leighton, 1969) ein. Dieser Mechanismus beschreibt die Umpolung eines noch bestehenden Dipolfeldes aufgrund der Dissipation von Sonnenfleckengruppen während eines Sonnenzyklus. Sonnenflecken treten innerhalb eines heliografischen Breitenbandes von $\approx \pm 30^\circ$ auf und wandern während eines Sonnenzyklus in Richtung Äquatorialregion. Das Potential vorauslaufender Flecken, mit einem entgegengesetzt polarisierten Fleck der jeweils anderen Hemisphäre zu rekombinieren, nimmt deshalb während eines Sonnenzyklus zu. Dabei können sich die Felder vorauslaufender Flecken aufheben, während ein Teil des Feldes nachlaufender Flecken durch Advektion⁽⁹⁾ und meridionale Zirkulation zu den Polen verschoben wird (Abb. 2.1, j). So kommt es zur Umpolung des magnetischen Dipolfeldes und zur Ausbildung eines neuen großräumigen Poloidalfeldes.

Sonnen- und Sternflecken spielen für die Entstehung von Flares und Superflares eine wichtige Rolle. Von der Geometrie eines Sonnenfleckenzaars leitet sich das Standard-Flare-Modell ab, welches im Abschnitt 2.3 näher erklärt wird.

Der α -Effekt und der Babcock-Leighton-Mechanismus sind nur zwei von einer Vielzahl von Mechanismen, die für die Umwandlung von toroidalen Feldern in poloidale Felder in Frage kommen können. Aus Sicht vieler Autoren sind die einzelnen Mechanismen für die Aufrechterhaltung des regenerativen Magnetfeldes (gegen ohmsche Widerstände) der Sonne nicht allein im Stande, sodass in den einzelnen Modellen oft Pseudo-Terme eingeführt (Sanchez u. a., 2013, z. B. zusätzlicher α -Effekt) werden, die einer ausführlicheren Interpretation und Diskussion bedürfen. Für den Kontext der Sonnenfleckenenentstehung reicht es aus, die wichtigsten Prinzipien und Begrifflichkeiten der Dynamo-Theorie genannt und erklärt zu haben, um im weiteren Verlauf ein besseres Verständnis für die Sonnenaktivität und die Entstehung der Sonnenflecken als Triggermechanismus für die Entstehung von Flares zu haben.

2.3 Das Standard-Flare-Modell

Das Standard-Flare-Modell erklärt eine Vielzahl der beobachtbaren Phänomene während eines typischen Sonnenflares auf der Grundlage bipolarer Regionen und magnetischer Rekombination. Das Modell ist historisch gewachsen und wird nach den Entwicklern oft auch als CSHKP-Modell bezeichnet (Carmichael, 1964; Sturrock, 1966;

⁽⁹⁾Magnetische Advektion - Räumliche Magnetfeldverschiebungen durch das Strömungsfeld

Hirayama, 1974; Kopp & Pneuman, 1976). Ausgangspunkt für die Energiefreisetzung während eines Sonnenflares ist eine vermutete magnetische Rekombination im oberen Bereich der Magnetfeldbögen bipolarer Regionen (Benz, 2008). Geladene Teilchen wie z. B. Elektronen können sich zunächst Lorentz-forciert spiralförmig entlang von bestehenden Magnetfeldschleifen bewegen. Wenn sich die lokale Magnetfeldkonfiguration in der Korona durch Rekombination abrupt verändert, können Elektronen im Potentialfeld der Sonne entlang der Magnetfeldbögen in Richtung Chromosphäre beschleunigt werden (herabstürzende Partikel in Abb. 2.3).

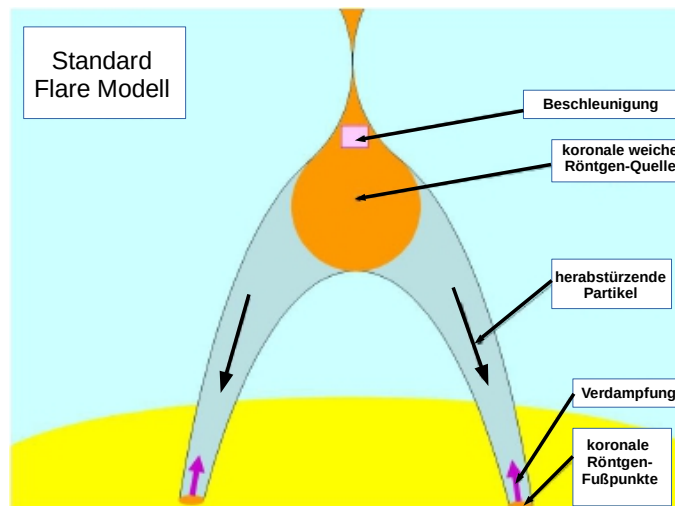


Abbildung 2.3: Standard-Flare-Modell

An den Ein- und Austrittspunkten der Magnetfeldlinien in der oberen Chromosphärenschicht werden diese überwiegend nicht thermischen Elektronen durch Bremsstrahlung bis zur thermischen Bewegung abgebremst, wodurch ein hartes Röntgenspektrum⁽¹⁰⁾ entsteht. Dabei heizt sich die Chromosphäre stark auf. Durch verdampfendes heißes Plasma der Chromosphäre in Richtung der Feldbögen füllen sich koronale Magnetfeldschleifen allmählich mit Material, sodass eine thermische weiche Röntgenemission⁽¹¹⁾ entlang der Magnetfeldschleifen beobachtet wird. Beobachtungen des RHESSI Weltraumsatelliten (Lin u. a., 2002) zeigen, dass die harte Röntgenemission der Chromosphäre mit der weichen Röntgenemission der Magnetfeldschleifen korreliert. Dabei ist die harte Röntgenemission proportional zur zeitlichen Ableitung der weichen Röntgenemission. Dieser Effekt wird als Neupert-Effekt bezeichnet.

⁽¹⁰⁾energiereichere Röntgenstrahlung $\approx 120 - 250$ keV

⁽¹¹⁾energieärmere Röntgenstrahlung $\approx 20 - 60$ keV

Während eines typischen Sonnenflares treten viele unterschiedliche Strahlungsarten in verschiedenen Wellenlängenbereichen auf, die jeweils einen eigenen charakteristischen zeitlichen Verlauf haben. Harte Röntgenstrahlen treten beispielsweise in einem sehr kurzen Zeitintervall auf, welches auch als impulsive Phase bezeichnet wird. Nach dem Standard-Flare-Modell kulminiert die Intensität weicher Röntgenstrahlung, welche vorwiegend durch die Verdampfung von chromosphärischem Material entsteht, zu einem späteren Zeitpunkt, wobei die Intensität in einem deutlich längeren Zeitintervall abklingt, als bei den harten Röntgenstrahlen.

Weiterhin treten Radiostrahlung (durch relativistische Elektronen), Mikrowellenstrahlung, UV-Strahlung und Strahlung im optischen Spektralbereich auf. Da die in dieser Arbeit untersuchten Daten des *Kepler*-Satelliten im optischen Spektralbereich aufgenommen wurden, sind die mit dem Standard-Flare-Modell verträglichen Strahlungseigenschaften in diesem Spektralbereich von besonderer Wichtigkeit.

Vor dem Zeitalter der Weltraumbeobachtungen gab es nur wenige Sonnenflare-Beobachtungen im optischen Spektralbereich, da der Kontrast gegenüber der photosphärischen Emission sehr klein ist. Erste detaillierte Beobachtungen von sogenannten Weißlicht-Flares mit den Weltraumsatelliten SOHO (Domingo u. a., 1995) und GOES (Hursen & Ross, 1996) legten die Vermutung nahe, dass Weißlicht-Flares einen Spezialfall von Sonnenflares darstellen. Mittlerweile ist es in der Fachliteratur üblich, dass nahezu jeder beobachtete Helligkeitsausbruch der Sonne Strahlung im optischen Helligkeitsbereich aufweist und dass der Anteil an der gesamten abgestrahlten Energiemenge vermutlich 70 – 90 % beträgt (Neidig, 1989; Benz, 2008; Kretzschmar, 2011).

Die optische Strahlungsemission tritt in der unmittelbaren Umgebung aktiver Regionen in der unteren Chromosphären- bzw. oberen Photosphärenschicht der Sonnenatmosphäre auf (Matthews u. a., 2003; Metcalf u. a., 2003; Hudson u. a., 2006). Bekanntlich sind diese aktiven Regionen etwas kühler als die restliche Sonnenoberfläche und erscheinen als dunkle Flecken. Eine Untersuchung der spektralen Energieverteilung hat dennoch ergeben, dass die Strahlung im optischen Wellenlängenbereich mit einem Schwarzkörper von etwa 9000 – 10000 K gut verträglich ist (Kretzschmar, 2011). Oft zeigt sich eine exzellente zeitliche Korrelation des Weißlichtanteils mit der harten Röntgenemission der Chromosphäre. Thermisch angeregte Elektronen können für die Schwarzkörperstrahlung nicht verantwortlich sein, sodass ein zusätzlicher Mechanismus, eine Art Heizstrahlung der Chromosphäre, stattfinden muss, der bisher nicht vollständig verstanden ist.

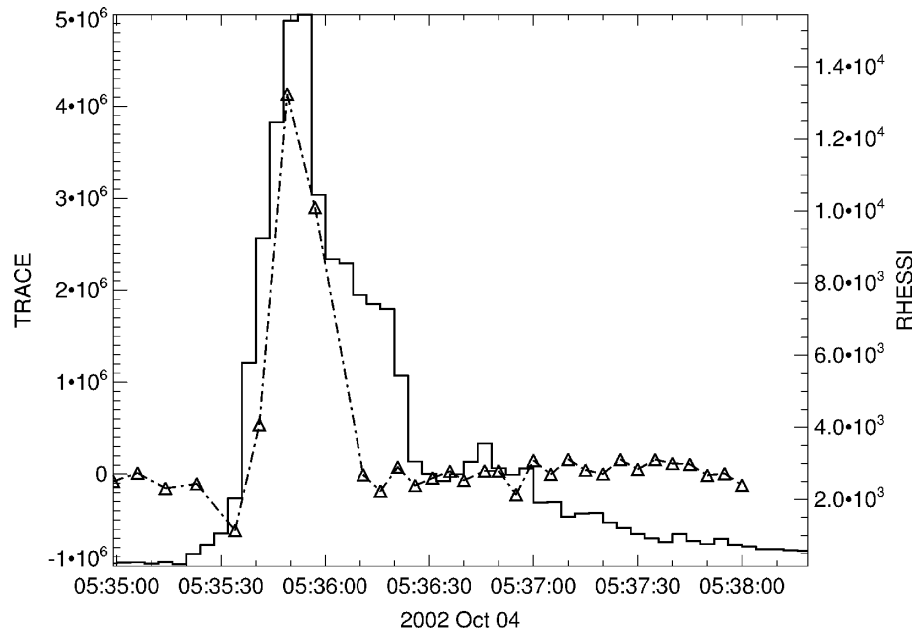


Abbildung 2.4: Korrelation zwischen harter Röntgenemission (Histogramm) und optischer Strahlung (Strich-Punkt-Strich Kurve). Gezeigt ist der zeitliche Verlauf der Helligkeit eines typischen Sonnenflares am 04.10.2002. Die Strahlung im Röntgenbereich wurde mit dem Röntgensatelliten RHESSI aufgenommen, während die optische Komponente durch Beobachtungen mit TRACE ermittelt wurde (Abb. aus Hudson u. a. 2006).

Zusammenfassend ist zu sagen, dass regelmäßig Helligkeitsausbrüche auf der Sonne stattfinden und diese Emissionen im optischen Wellenlängenbereich verursachen. Die abgestrahlte Energiemenge im optischen Bereich ist dabei am größten und wird auf etwa 70 – 90% der gesamten abgestrahlten Flare-Energie geschätzt. Durch die gute zeitliche Korrelation zur harten Röntgenemission zeichnen sich Sonnenflares im optischen Spektralbereich durch einen rapiden Helligkeitsanstieg und ein schnelles Abklingen aus (siehe Abb. 2.4, Strich-Punkt-Strich Kurve). Hoch präzise photometrische Messungen der Helligkeit über der Zeit können solche Ausbrüche vor dem Hintergrund der photosphärischen Lichtemission auch bei weit entfernten sonnenartigen Sternen direkt sichtbar machen. Eine solche Möglichkeit bietet das optische Weltraumteleskop *Kepler*.

3 *Kepler*-Beobachtungen

Kepler ist ein Weltraumteleskop, welches konzipiert wurde, um erdähnliche Planeten in der habitablen Zone von sonnenähnlichen Sternen zu finden (Borucki u. a., 2009). Es ist das bisher erfolgreichste Teleskop bei der Suche nach extrasolaren Planetenkandidaten. In einem Zeitraum von März 2009 bis Mai 2013 beobachtete *Kepler* einen festen Abschnitt des Sternenhimmels mit etwa 170 000 Sternen zwischen den Sternbildern Schwan und Leier. Durch den Ausfall zweier Reaktionsräder (analog zu Gyroskopen) zur Positionskorrektur arbeitet das Teleskop seit Mai 2014 in einer modifizierten Version, um weiterhin nach extrasolaren Planeten zu suchen. Die hervorragende photometrische Präzision der Beobachtungsdaten, die große Anzahl an beobachteten Sternen und die kontinuierliche Datenerfassung über einen Zeitraum von etwa vier Jahren sind Gründe, weshalb die *Kepler*-Daten zusätzlich für viele sekundäre Wissenschaftsprojekte genutzt werden.

3.1 Allgemeine Informationen

Das 1039 kg schwere und knapp fünf Meter hohe *Kepler*-Teleskop wurde am 07.03.09 in einen heliozentrischen Orbit gebracht, um außerhalb der Erdatmosphäre kontinuierliche Beobachtungsdaten für ein fixes Gesichtsfeld mit den Zentralkoordinaten $RA = 19^h : 22^m : 40^s$ und $DEC = +44^\circ : 30' : 00''$ zu liefern (Van Cleve & Caldwell, 2011). Es besteht aus einem Hauptspiegel mit 1,4 m Durchmesser und wird im Schmidt-Modus mit einer Schmidt-Korrekturplatte von 0,95 m Durchmesser betrieben. Der Durchmesser des Gesichtsfeldes beträgt etwa $16,1^\circ$, wobei sich durch teilweise Vignettierung ein effektives Gesichtsfeld von 101 Quadratgrad ergibt. Insgesamt stehen 94,6 Millionen Pixel für wissenschaftliche Zwecke zur Verfügung. Jedoch können aus Gründen einer limitierten Speicherkapazität und Datenübertragungsrate nicht alle Pixel ausgelesen werden. Das Licht der etwa 170 000 beobachteten Sterne verteilt sich in der Fokalebene auf insgesamt 42 photosensitive CCD-Module, die jeweils 2 Auslesekanäle (Outputs) besitzen. Daraus ergeben sich 84 Module-Output-

Konfigurationen mit einer eigenen Auslesecharakteristik. Unter den 170 000 Sternen befinden sich 48 475 Sterne mit sonnenartigen Eigenschaften (siehe Abschnitt 1.1). Die Positionsverteilung dieser 48 475 *Kepler*-Sterne ist in Abb. 3.1 dargestellt, wobei die Verteilung der CCD-Module erkennbar ist.

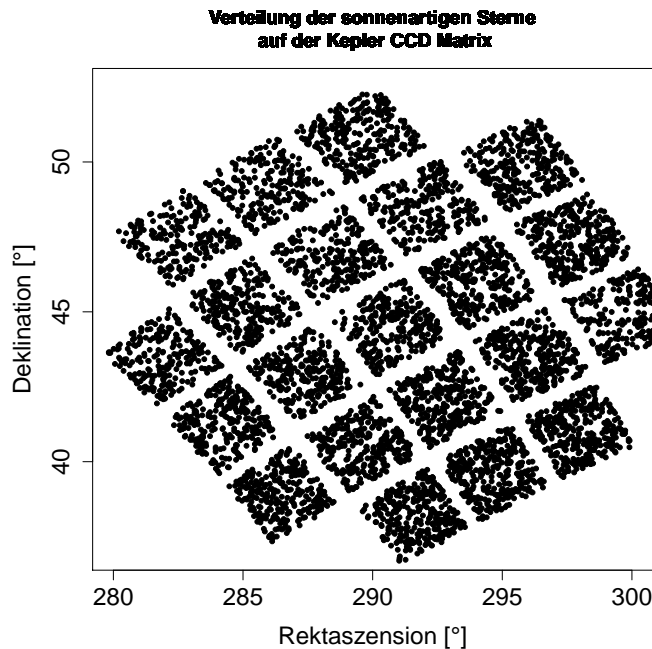


Abbildung 3.1: Verteilung vermeintlich sonnenartiger Sterne auf 42 CCD-Module der Detektorebene. Jeder der 21 Blöcke besteht aus zwei CCD-Modulen. Aufgrund des großen *Kepler*-Gesichtsfeldes verzerren sich die Detektorachsen gegenüber dem Weltkoordinatensystem bereits sichtbar.

Etwa alle 90 Tage müssen die Sonnensegel des Teleskopes neu ausgerichtet werden, sodass die optische Achse um etwa 90° rotiert wird. Eine solche Beobachtungsepoche von 90 d wird Quartal bzw. Quarter genannt. Ein Sternensemble innerhalb eines Module-Output-Paares wandert zwischen zwei benachbarten Quartalen kollektiv auf ein neues gemeinsames Module-Output-Paar. In den Ecken des wissenschaftlichen Gesichtsfeldes sind vier zusätzliche CCD-Module platziert worden, welche als Stabilisierungssensoren genutzt werden. Diese steuern sogenannte Reaktionsräder an, welche das Teleskop durch gezielte Drehung unter Ausnutzung der Drehimpulserhaltung stabilisieren. Dadurch kann das Gesichtsfeld mit einer Positionsstabilität von $< 0,009$ Bogensekunden pro Achse beobachtet werden (Borucki u. a., 2009).

3.2 Kepler-Input-Katalog

Vor dem Start der eigentlichen *Kepler*-Mission wurden die Sterne des Gesichtsfeldes in einem umfassenden Projekt zunächst genauer photometrisch untersucht. Kalibrierte photometrische Farben aus einem optischen Beobachtungsprogramm (Brown u. a., 2011) wurden genutzt, um die Sterne mittels einer Korrelationsanalyse unter Verwendung von synthetischen Sternspektren zu klassifizieren. Die Ergebnisse dieses Projektes sind im Kepler-Input-Katalog zusammengefasst worden (Brown u. a., 2011). Der Katalog beinhaltet *Kepler*-Identifikationsnummern der Sterne, Koordinaten, photometrische Daten und stellare Klassifizierungsparameter wie Temperaturen T_{eff} , Oberflächenschwerkkräfte $\log(g)$, stellare Radien R und Metallizitäten $[Fe/H]$. Der Kepler-Input-Katalog dient einer ersten groben Orientierung bei der Auswahl von Sternen für bestimmte wissenschaftliche Projekte, wie die Suche nach Exoplaneten oder Superflare-Ereignissen bei sonnenartigen Sternen. Die Nachbeobachtung zur genaueren Parameterbestimmung ist im Einzelfall jedoch unerlässlich. Der Kepler-Input-Katalog liefert weiterhin Informationen über die Flächenverteilung der Sterne. Daraus können Sternaperturen in solchen Regionen angepasst werden, in denen eine erhöhte Sternendichte zu erwarten ist.

Aufgrund des großen Gesichtsfeldes von *Kepler* verzerrt bzw. verdreht sich das Weltkoordinatensystem entlang der Detektorachsen bereits sichtbar. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 3.1 an dem Verlauf der nicht rechtwinkligen CCD-Modul-Achsen gut erkennbar. Die Erscheinungsform eines Sterns (Pixel Response Function, PRF) auf dem Detektor ist eine Funktion des Ortes, der theoretischen Punktbildfunktion, des Spektraltyps aufgrund von chromatischer Aberation, der Defokussierung der Fokalebene und weiteren Einflüssen (Van Cleve & Caldwell, 2011; Bryson u. a., 2010). Vor jedem Beobachtungsquartal wird auf der Grundlage des Kepler-Input-Kataloges, der theoretischen Erscheinungsform eines Sterns und der Geometrie der Fokalebene ein Kollektiv an Pixeln definiert, aus dem später die Helligkeit jedes Sterns bestimmt wird (Fanelli u. a., 2011; Van Cleve & Caldwell, 2011). Die einem Objekt zugeordneten Pixel werden auch als Sternmaske bzw. Pixelmaske bezeichnet und bestehen aus Apertur- und Umgebungs-Pixeln. Für die insgesamt 170 000 klassifizierten Sterne des Gesichtsfeldes stehen insgesamt 5,44 Millionen Pixel zu Verfügung, sodass sich ein mittlerer Wert von 32 Pixeln pro Pixelmaske ergibt.

Eine typische Pixelmaske mit insgesamt 24 Pixeln und einer optimalen Apertur von vier Pixeln ist in Abb. 3.2 für den Stern KIC010524994 exemplarisch dargestellt. Die

Pixelmasken werden so definiert, dass bezogen auf die Hintergrundhelligkeit ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis für alle Sterne gewährleistet wird. Insgesamt stehen dabei 1 024 verschiedene Pixelmasken mit optimalen Sternaperturen zur Verfügung, sodass die Abbildungsfunktion eines Sterns in eine dieser vordefinierten Standard-Pixelmasken passen muss. In den meisten Fällen beinhalten die optimalen Sternaperturen etwa 95% des gesamten erwarteten Flusses eines Sterns.

Neben der Bestimmung der Pixelmasken für alle Sterne des Gesichtsfeldes werden über die gesamte Detektorebene Pixel zur Messung der Hintergrundhelligkeit definiert.

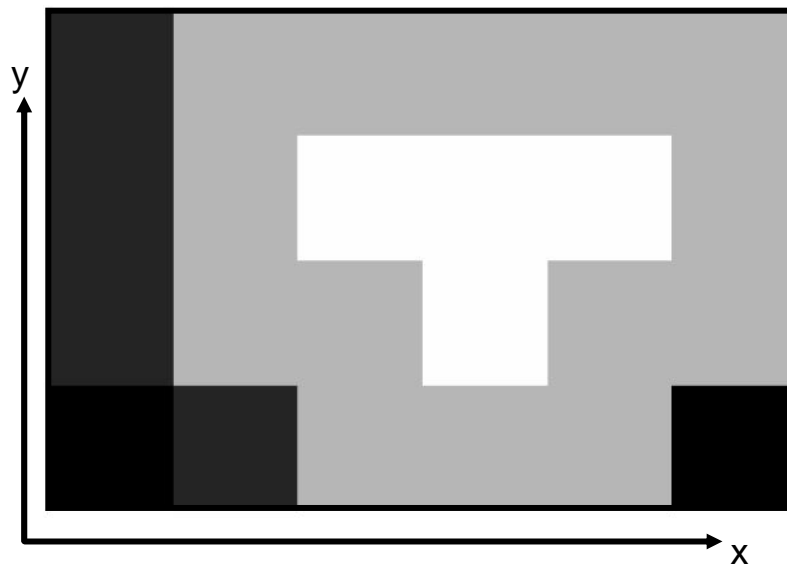


Abbildung 3.2: Pixelmaske exemplarisch für den Stern KIC010524994 für das *Kepler*-Quartal 01. Die zur Bestimmung der Helligkeit relevanten Aperturpixel sind in Weiß dargestellt, Umgebungspixel in hellgrau und Hintergrundpixel in dunkelgrau.

3.3 Aufnahme der Beobachtungsdaten

Die photosensitiven Pixel der wissenschaftlichen CCD-Module werden mit einer Dauer von 6,02 s belichtet, um die hellsten Objekte im Gesichtsfeld möglichst nicht zu saturieren und damit lineare Verschmierungen auf den Detektoren zu erzeugen. Proportional zur Anzahl der einfallenden Photonen entstehen durch den lichtelektrischen Effekt pixelabhängige Ladungsmengen von Photoelektronen (analoge Signale), die mit einer fixierten Auslesezeit von 0,52 s ausgelesen werden. Daraus ergibt sich eine Beobachtungskadenz von 6,54 s. An Bord des Satelliten addiert eine Auslese-

einheit jeweils 270 aufeinanderfolgende Belichtungen auf, sodass sich eine Zeitauflösung von 29,4min ergibt (lange Beobachtungskadenz). Das durch die Beobachtungen an Bord aufkommende Datenvolumen wird durch verschiedene Datenkompressions-techniken reduziert und später über eine Hochleistungsantenne zur Erde übertragen. Dabei werden nur die entsprechenden Pixel der definierten Stern-Pixelmasken, Hintergrundpixel und sogenannte Kollateralpixel⁽¹²⁾ übertragen.

Die unkalibrierten, durch einen Analog-Digital-Wandler digitalisierten Pixel-Rohdaten durchlaufen zunächst einige Prozesse innerhalb des Data-Management-Centers (DMC) und des Science-Operations-Centers (SOC) der NASA, wo die Daten in kalibrierte Pixel konvertiert und Lichtkurven der Sterne erstellt werden.

3.4 *Kepler*-Photometrie

In diesem Abschnitt wird kurz die Prozessfolge beschrieben, durch welche die Rohdaten auf ihrem Weg bis zur Archivierung für wissenschaftliche Untersuchungen vorbereitet werden.

3.4.1 Pixel-Kalibration

Ebenso wie bodengebundene Beobachtungen bedürfen Satellitendaten einer ausführlichen, sorgfältigen Datenreduktion, bevor die Daten für wissenschaftliche Zwecke genutzt werden können. Während einer Beobachtung kommt es stets zu Messeinflüssen. Die beobachtungsbezogenen Messeinflüsse der *Kepler*-Beobachtungen werden innerhalb der ersten Stufe der *Kepler*-Pipeline am Data-Management-Center des Space-Telescope-Science-Instituts korrigiert. Darunter zählen die

- Korrektur des BIAS-Levels (manuell aufaddierter elektronischer Offset zur Gewährleistung positiver Signale für die Ausleseelektronik),
- Korrektur des über die Detektorebene variablen GAINS (Übertragungsfunktion des analogen Signals der Photoelektronen e^- in das digitale Ausgabeformat in diskreten Schritten),
- Korrektur des Ausleserauschs (READ NOISE),

⁽¹²⁾Kollateralpixel - für die Kalibration wichtige Randpixel

- Korrektur der Pixelsensitivität und der ungleichmäßigen Ausleuchtung der Fokalebene (FLAT),
- Beseitigung von Verwischungen während des Auslesens (Teleskop arbeitet ohne Abdunklungsklappe),
- Befreiung des Gesichtsfeldes vom Einfluss des Zodiakallichtes der Sonne.

Diese genannten Messeinflüsse sind aufgrund des großen Gesichtsfeldes von der Geometrie der Fokalebene und den lokalen Detektor-Eigenschaften, welche für jedes Module-Output-Paar unterschiedlich sind, abhängig. Die Schritte zur Kalibrierung sind zum Teil auf externe Modelle zur Charakterisierung der CCD-Module angewiesen. Solche Modelle wurden vor dem Start der *Kepler*-Mission in umfangreichen Tests am *Kepler*-Photometer im Labor entwickelt und werden nun während der Flugphase im Rahmen der Möglichkeiten anhand von Messdaten regelmäßig adaptiert. Auf eine ausführlichere Darstellung der Pixelkalibration wird an dieser Stelle aus Gründen der Komplexität des Themas verzichtet und auf das CCD-Nachschlagewerk von Howell (2006) sowie das Daten-Prozess-Handbuch von Fanelli u. a. (2011) verwiesen.

3.4.2 Erzeugung von Lichtkurven

Die kalibrierten Pixel der Sternmasken und der Masken der Hintergrundpixel werden genutzt, um die Helligkeiten der Sterne über der Zeit zu messen. Zunächst ist es erforderlich, Beobachtungskadenzen zu identifizieren, in denen entweder alle Hintergrund- und Sternpixel einen erhöhten Wert anzeigen oder vereinzelt Pixel durch einfallende kosmische Hintergrundstrahlen saturiert wurden. Nach der Bereinigung dieser auf externe Phänomene zurückzuführenden Artefakte wird ein zweidimensionales Polynom an die Hintergrundpixel angepasst. Der Wert des Hintergrundes, der von jedem Stern abgezogen wird, ergibt sich dann aus dem Wert des angepassten Hintergrundpolynoms an den Pixelkoordinaten der Sterne.

Für jeden Stern wird die Helligkeit über Aperturphotometrie bestimmt, sodass sich die Helligkeit aus der Summe der hintergrundbereinigten Pixelhelligkeiten der einzelnen vordefinierten Aperturpixel ergibt. Aufgrund der quartalsweisen Neudefinierung einer Pixelmaske und der Drehung des Detektors ändert sich die photometrische Präzision eines Sterns. Abbildung 3.3 zeigt den relativen photometrischen Fehler über der *Kepler*-Magnitude für das Beobachtungsquartal 01. Die schwarzen Kreuze zeigen die Standardabweichungen σ_i der Lichtkurven und die roten Kreuze den mittleren

Messfehler für das Beobachtungsquartal. Dabei ist zu erkennen, dass eine Vielzahl der Objekte photometrische Genauigkeiten von weniger als 1 Promille ($\log(\sigma) = -3$) aufweisen.

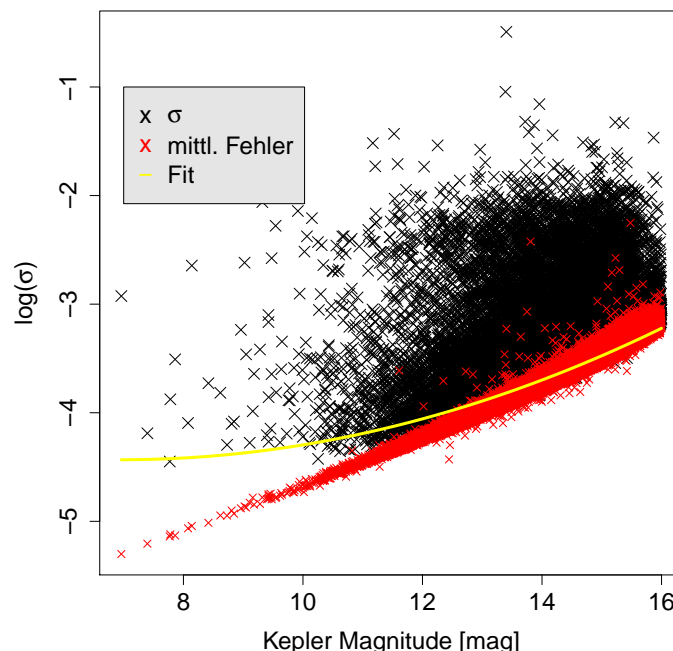


Abbildung 3.3: Photometrische Präzision über der *Kepler*-Magnitude für das Beobachtungsquartal 01. Die schwarzen Kreuze kennzeichnen die Standardabweichungen σ_i der Lichtkurven und die roten Kreuze die gemittelten Fehler über das Beobachtungsquartal. Die konstantesten Sterne zeichnen sich dadurch aus, dass die Standardabweichung σ dem photometrischen Fehler entspricht. Die gelbe Kurve entspricht etwa dem unteren 10%-Verteilungsquantil der Datenpunkte in Magnitudenintervallen von $\Delta m = 1$.

Im Rahmen der photometrischen Analyse der *Kepler*-Software wird gleichzeitig auch die Position eines Sterns für jeden Zeitstempel über die Verteilung der Pixelhelligkeiten innerhalb der Stern-Pixelmaske bestimmt.

Aufgrund der Eigenbewegung des Teleskopes, der für die Stabilisierung des Gesichtsfeldes nötigen Korrekturen sowie Änderungen des Fokuspunktes, bewegen sich Sterne innerhalb der Fokalebene in einem nicht zu vernachlässigbaren Maße (bis zu 0,6 Pixel), wodurch die Photometrie über ein Beobachtungsquartal beeinflusst wird. Über die genaue Kenntnis der scheinbaren Sternbewegung auf dem Detektor kann der Anteil des Flusses ermittelt werden, der während eines Beobachtungsquartals aus der optimalen Apertur eines Sterns herauswandert.

3.5 Nutzungsmöglichkeiten der *Kepler*-Daten

Die quartalsweisen *Kepler*-Lichtkurven werden nach der ausführlichen photometrischen Analyse archiviert und können nach Erstellen eines Nutzerkontos frei genutzt und heruntergeladen werden. Die Daten können entweder über das „Multimission Archive for Space Telescopes“⁽¹³⁾ oder das „NASA Exoplanet Archive“⁽¹⁴⁾ bezogen werden. Alle relevanten Informationen zu den Beobachtungen, den Eigenschaften der Sterne, der Photometrie, den Detektoreigenschaften des jeweiligen CCD-Module-Output-Paares und der *Kepler*-Astrometrie werden in FITS-Dateien mit verschiedenen Dateiformatebenen gespeichert.

Neben den Zeitreihen der Aperturphotometrie (SAP-Helligkeit⁽¹⁵⁾) und des photometrischen Schwerpunktes für jeden Zeitstempel beinhalten die FITS-Dateien Zeitreihen mit sogenannten PDC-SAP-Helligkeiten. Es handelt sich dabei um Lichtkurven, in welchen systematische und andere Artefakte der SAP-Daten korrigiert wurden. PDC steht für **P**re-**S**earch-**D**ata-**C**onditioning. Die Korrektur besteht in der Datenbereinigung der SAP-Helligkeiten von auffälligen Signaturen, welche nicht auf bekannte Satelliten- oder Daten-Anomalien zurückgeführt werden können. Weiterhin sind die PDC-SAP-Flüsse von bekannten Helligkeitsexzessen aufgrund von eng benachbarten Hintergrundobjekten innerhalb der optimalen Apertur bereinigt worden. Die Aufbereitung der Daten in diesen Prozessierungsschritten ist so angelegt, dass die astrophysikalischen Informationen der Sterne bei der Datenbereinigung von systematischen Effekten nicht verloren gehen.

Systematische Fehler können in den wissenschaftlichen Daten auf verschiedenen Zeitskalen stattfinden und eine Vielzahl an Ursachen haben. In dieser Arbeit werden ausschließlich PDC-SAP-Helligkeiten verwendet. Es muss dabei vorausgesetzt werden, dass die systematischen Artefakte, welche innerhalb des PDC-Moduls der *Kepler*-Software entfernt wurden und auf ähnlichen Zeitskalen stattfinden, wie Flares und Superflares, ausschließlich auf nicht astrophysikalische Ereignisse zurückzuführen waren. Falls jedoch astrophysikalische Ereignisse während der systematischen Korrektur entfernt worden sind, zeigten diese Ereignisse zumindest eine statistische Korrelation zu den Artefakten, welche auch bei einer Vielzahl von anderen Sternen aufgetreten sind. Solche Ereignisse sind daher nicht verwendbar.

⁽¹³⁾<http://archive.stsci.edu/>

⁽¹⁴⁾<http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

⁽¹⁵⁾SAP - Simple Aperture Photometry

4 Datenanalyse

In diesem Kapitel wird die komplette Datenanalyse präsentiert und diskutiert. Zunächst erfolgt ein kurzer Überblick über die wichtigsten Arbeitsschritte.

4.1 Flussdiagramm und Überblick

Abb. 4.1 zeigt eine Übersicht über den kompletten Ablauf der Datenanalyse. Die zu untersuchenden Sterne werden anhand ihrer Temperatur T_{eff} und ihrer Oberflächenschwerkraft $\log(g)$ aus dem Kepler-Input-Katalog (Brown u. a., 2011) ausgewählt. Für die Suche nach Superflare-Ereignissen werden nur Sterne mit $5600\text{K} \leq T_{eff} \leq 6000\text{K}$ und $\log(g) \geq 4,0$ dex in Betracht gezogen. Diese Auswahlkriterien wurden getroffen, um später mit den Ergebnissen aus früheren Studien besser vergleichen zu können.

Die Lichtkurven der einzelnen Beobachtungsquartale werden trendkorrigiert, normalisiert und zusammengefügt. Durch die in dieser Arbeit verwendete Trendkorrektur (siehe Abschnitt 4.2) können kurzzeitige Veränderungen der Helligkeit von Sternen detektiert werden, sodass Zeitstempel für kurzzeitvariable Phänomene registriert werden. Superflare-Ereignisse zeichnen sich erfahrungsgemäß durch einen rapiden Anstieg und ein schnelles exponentielles Abklingen der Flare-Helligkeit aus. Durch die geringe Zeitauflösung der *Kepler*-Daten von 29,4 min pro Datenpunkt bestehen Flare-Ereignisse oft nur aus wenigen Datenpunkten. Um Flare-Ereignisse in den detektierten kurzzeitvariablen Phänomenen zu identifizieren, wird ein empirisches Flare-Modell an die registrierten Zeitstempel angepasst und anhand der Flare-Parameter und der Güte der Anpassung festgestellt, ob es sich um ein Flare handelt. Durch die Untersuchung von Test-Flares in realen *Kepler*-Lichtkurven werden Kriterien festgelegt, durch welche sich die übliche Falschdetektionsrate erheblich verkleinern lässt.

Über eine Flare-Zeiten-Korrelation wird überprüft, ob ein detektierter Flare zur selben Zeit bei anderen Sternen des selben CCD-Module-Output-Paares auftritt.

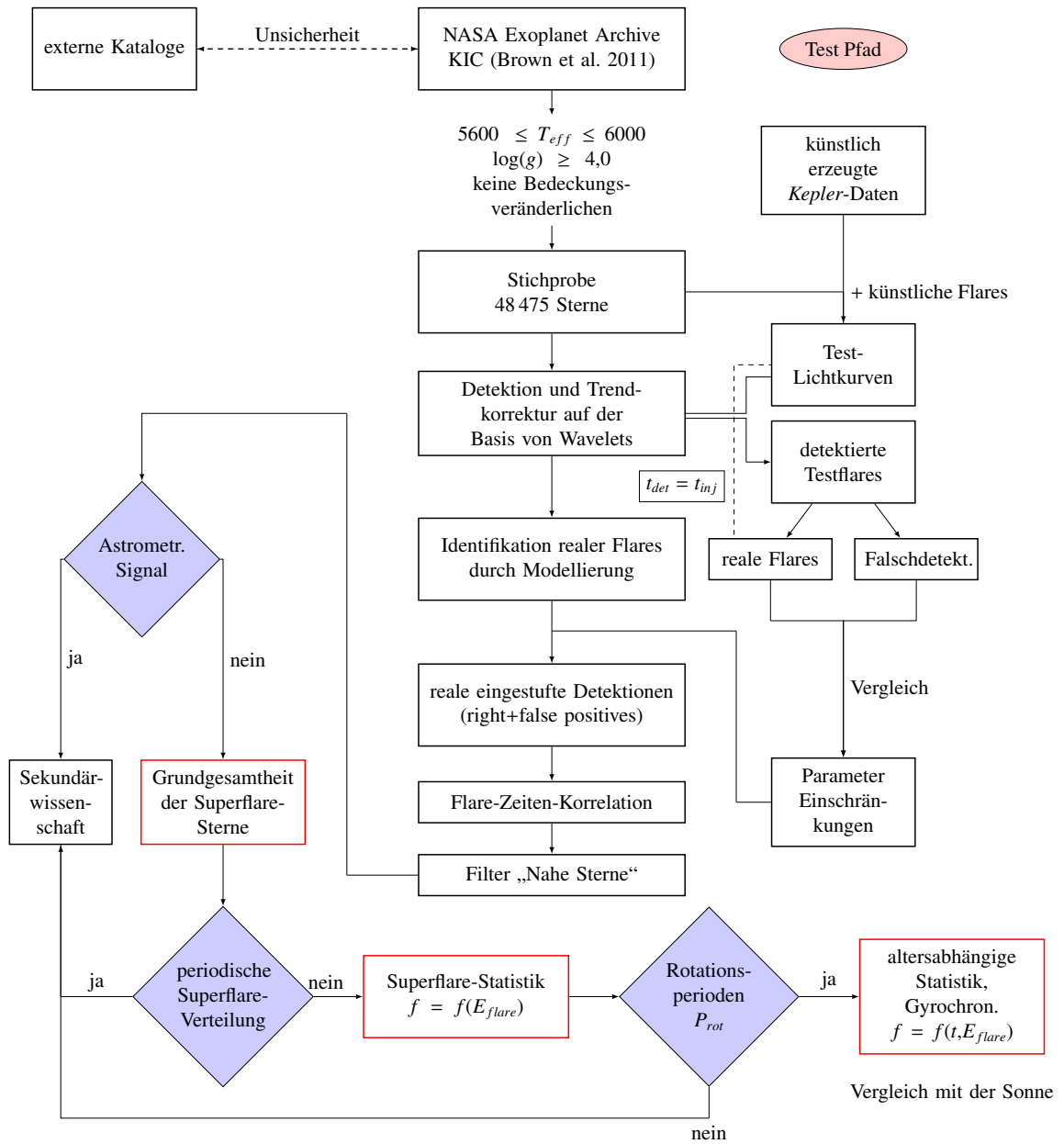


Abbildung 4.1: Flussdiagramm der Datenanalyse

In diesem Fall ist die Flare-Signatur möglicherweise eine vom PDC-Modul der *Kepler*-Software nicht erkannte Daten-Anomalie. So können die von Flares ununterscheidbaren Ereignisse mit gleichem Zeitstempel aussortiert werden.

Weiterhin wird überprüft, ob die während eines Flares registrierten, zusätzlichen Photonen den photometrischen Schwerpunkt innerhalb der optimalen *Kepler*-Maske verschieben. Da Sterne als Punktquellen beobachtet werden, ist dies nicht der Fall für Ereignisse, die direkt auf der Oberfläche eines Sterns stattfinden. Bei unaufgelösten Doppelsternen bzw. unentdeckten Hintergrundsternen kann der photometrische Schwerpunkt während eines Flares wandern (Kitze u. a., 2014), sofern sich die Erscheinungsform beider Komponenten um mindestens 1 Pixel unterscheidet. Bei Feststellung eines astrometrischen Signals während eines Flares müssen die Ereignisse aussortiert werden, da nur die intrinsische Aktivität von Einzelsternen studiert wird.

In wenigen Fällen weisen Sterne eine Vielzahl von Flare-Signaturen auf. Durch eine Untersuchung der eindimensionalen Zeitenvektoren der Flare-Ereignisse kann festgestellt werden, ob Flares Poisson-verteilt auftreten oder in bevorzugten Zeitintervallen stattfinden. Eine zyklische Flare-Häufigkeit mit einer bestimmten Periode deutet z. B. auf bestimmte physikalische Effekte hin - entweder intrinsische Variabilitäts/Aktivitätszyklen oder externe Phänomene (Schaefer, 2012, enger Begleiter, der magnetische Rekombination unterstützt) - die dann genauer studiert werden müssen.

Für alle Sterne, bei denen a priori keine Periodensuche durchgeführt wurde, werden Rotationsperioden anhand des photometrischen Helligkeitsverlaufs der Sterne bestimmt, sofern die Sterne aufgrund von Fleckenaktivität photometrisch variabel sind. In allen anderen Fällen werden bekannte Rotationsperioden mit signifikanter Detektion aus der Studie von McQuillan u. a. (2014) verwendet. Durch Gabor-Transformation, Lomb-Scargle-Fourieranalyse und visuelle Inspektion der Lichtkurven wird entschieden, ob eine Periodendetektion signifikant ist, nur temporär auftritt oder ein konstanter Helligkeitsverlauf vorliegt.

Die nach der umfangreichen Filterung übrigen Flares werden herangezogen, um Statistiken für bestimmte Flare-Eigenschaften zu erstellen. Die wichtigste Eigenschaft ist die Superflare-Häufigkeit in verschiedenen Energiebereichen. Um diese Verteilung der Sterne mit der Sonne vergleichen zu können, wird eine Altersabschätzung mittels Gyrochronologie durchgeführt (siehe Abschnitt 4.7.4). Dadurch können vertrauenswürdiger Ergebnisse erzielt werden, als durch Vergleichen der Rotationsperioden.

4.2 Wavelet-basierte Trendkorrektur und Flare-Detektion

4.2.1 Wavelet-Methode

Die Wavelet-Technik basiert auf der Korrelation einer oszillierenden Fensterfunktion $f(t + \tau)$ (Daubechies, 1992, Mutter-Wavelet) mit einem Zeitsignal $g(t)$. Das Durchfahren des Zeitsignals mit eben solchen Fensterfunktionen $f_i(t + \tau)$ liefert zeitaufgelöste Koeffizienten $c_i(\tau) \propto g(t) \cdot f_i(t + \tau)$, welche ein Maß für die Übereinstimmung des Wavelets mit dem Zeitsignal sind. Durch Strecken und Stauchen der Fensterfunktion ist es möglich, den Frequenzraum abzutasten und unter Berücksichtigung der Unschärferelation zeitaufgelöste, spektrale Informationen des Signals zu erhalten. Man unterscheidet zwischen analytischer Wavelet-Transformation und diskreter Wavelet-Transformation. Die in dieser Arbeit angewandte diskrete Wavelet-Transformation⁽¹⁶⁾ (DWT) entspricht einer frequenzselektiven Filterbank. Die Koeffizienten in einer Filterstufe i entsprechen einem Frequenzband $\nu_i^{max} \dots \nu_i^{min}$. Die kleinsten Frequenzen gehören zur letzten Filterstufe, die höchsten Frequenzen zur ersten Filterstufe und so weiter. Setzt man die Koeffizienten für ein bestimmtes Frequenzband gleich Null und führt dann eine Rücktransformation durch, kann man das Zeitsignal frequenzselektiv darstellen (Daubechies, 1992).

Ein Helligkeitsausbruch stellt eine rapide Änderung der Helligkeit dar, was einer kurzzeitig hohen Frequenz entspricht (niedrige Filterstufe). Durch das Nullsetzen der zu den höchsten Frequenzen gehörenden Koeffizienten kann erreicht werden, dass das rücktransformierte Signal hohen Frequenzen nicht mehr folgen kann (Response). Analysiert man dazu die Residuen zwischen Originalsignal und Tiefpass-gefiltertem Wavelet-Signal, so ergeben sich zu den Zeitpunkten der Flares signifikante Amplituden.

4.2.2 Anwendung der Wavelet-Methode auf Flare-Ereignisse

Abb. 4.2 zeigt die Repräsentation eines Flare-Ereignisses durch Wavelet-Rücktransformationen in verschiedenen Filterstufen. Die Ordnung n gibt an, wie viele Frequenzbänder mit den höchsten Frequenzen bei der Rücktransformation ausgeblendet wurden (Nullsetzen der Koeffizienten der Filterstufe). Die Lichtkurve in Abb. 4.2 wur-

⁽¹⁶⁾Verwendung der im Paket „Wavelets“ von Aldrich (2013) implementierten Funktionen `dwt()` und `idwt()` der freien Programmiersprache **R** für statistische Datenauswertung (R Core Team, 2015)

de künstlich erzeugt und besteht aus einem konstanten Helligkeitsverlauf sowie einem künstlich erzeugten Helligkeitsausbruch. Auf die Lichtkurve wurde gaußverteiltetes Rauschen mit einer Standardabweichung von 0,1% aufaddiert. Man erkennt, dass die Residuen bereits ab einer Filterordnung von $n = 2$ der Streuung der Datenpunkte entsprechen und dass die Wavelet-Repräsentation (durchgezogene Kurve) während des Flares um mehr als 3σ abweicht. Aus der Untersuchung vieler Lichtkurven ergibt sich eine empirische, optimale Filterordnung von $n = 2$, die für die Datenanalyse genutzt wurde.

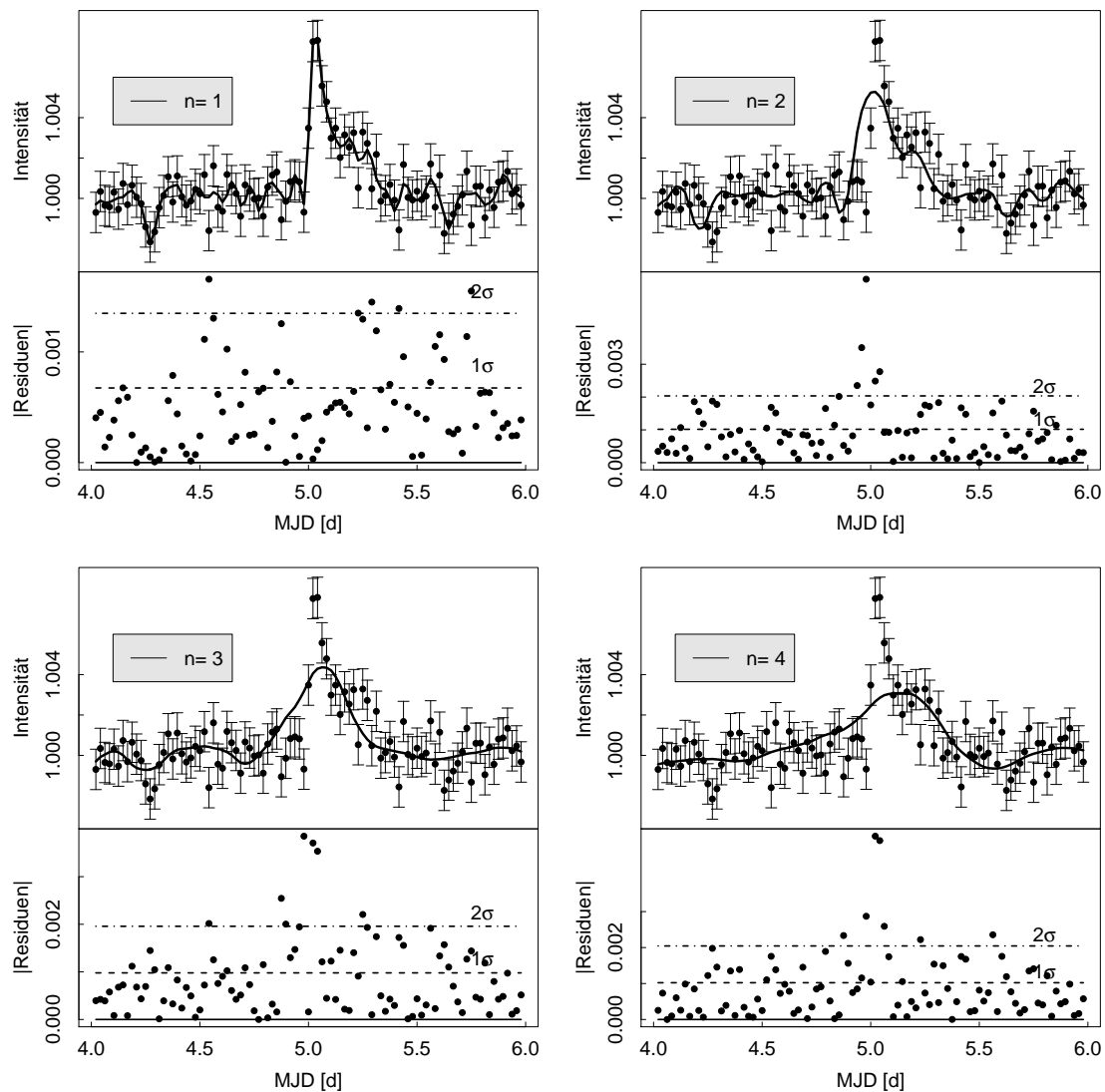


Abbildung 4.2: Repräsentation eines künstlich erzeugten Flare-Ereignisses (Datenpunkte + Fehler) durch Wavelet-Rücktransformationen (schwarze durchgezogene Kurven) in verschiedenen Filterordnungen n .

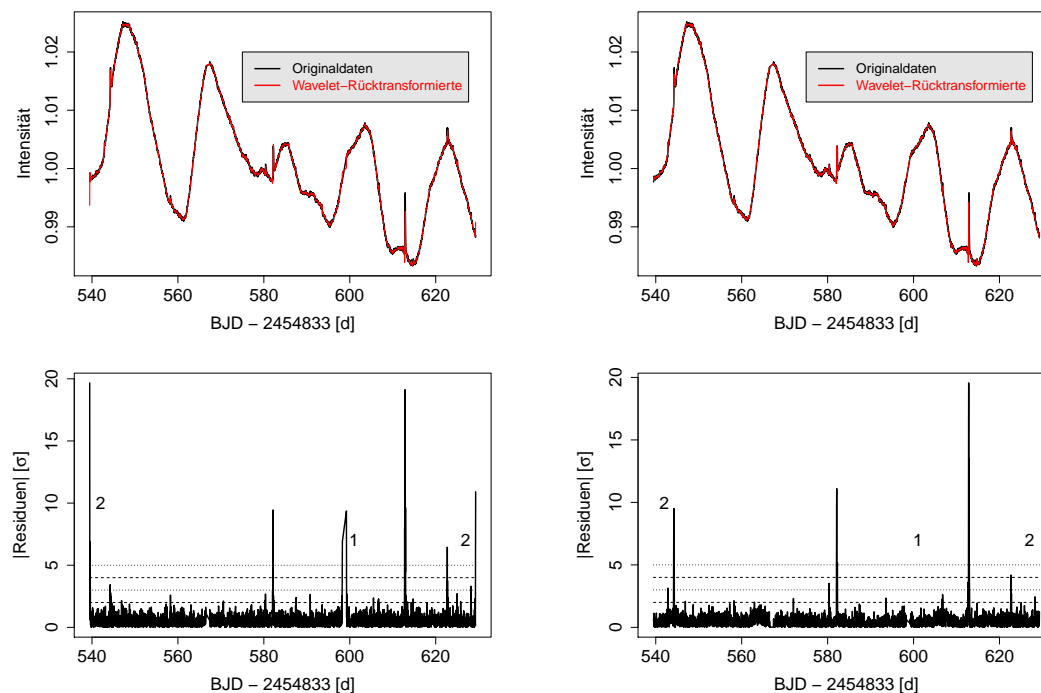
Der Vorteil der verwendeten Wavelet-basierten Detektionsmethode besteht darin, dass die Methode modellunabhängig ist und der niederfrequente Verlauf der Lichtkurven in den höheren Filterordnungen sehr gut wiedergegeben werden kann. Die Wavelet-Rücktransformation ist eine kontinuierliche, stetige Repräsentation des Zeitsignals. Um also langzeitvariable Trends in einer Lichtkurve zu korrigieren, wird die Lichtkurve durch die Wavelet-Rücktransformation dividiert.

Diese erwähnten Vorzüge der Wavelet-Analyse (z. B. gegenüber dem Anpassen von unstetigen Polynomen niedriger Ordnung) sind für die Suche nach Flare-Ereignissen essentiell, um z. B. eine geringe Falschdetektionsrate zu gewährleisten. Dennoch entstehen bei der Umsetzung verschiedene Probleme, die zunächst bewältigt werden müssen:

1. Längere Beobachtungslücken (z. B. durch die monatliche Datenübertragung) führen zu Sprüngen und Kanten, an denen ein Wavelet überschwingen kann und somit die Residuenstreuung erhöht (siehe Kennzeichnung 1 in den Residuen in Abb. 4.3a).
2. Die Abtastung des Zeitsignals am Beobachtungsbeginn und -ende kann zu einem Überschwingen führen, da Wavelet-Koeffizienten dort besonders stark von der Phasenlage des Mutter-Wavelets abhängen (siehe Kennzeichnung 2 in den Residuen in Abb. 4.3a).
3. Die Wavelet-Rücktransformation für $n = 2$ trägt immer noch den niederfrequenten Anteil der Flares in den höheren Filterordnungen (siehe Abb. 4.2) → Division durch das Wavelet-Signal verfälscht den Helligkeitsverlauf der Flares deutlich.

Die Effekte 1 und 2 sind in Abb. 4.3a in den Residuen erkennbar und nach Durchführen einer Korrektur verschwunden (Abb. 4.3b). Zur Vermeidung dieser Effekte und für die Erhaltung der Flare-Struktur beim Teilen durch die Wavelet-Rücktransformation werden folgende Schritte durchgeführt:

Die durch das monatliche Übertragen der Beobachtungsdaten sowie der quartalsweisen Neuausrichtung des Teleskopes entstehenden Beobachtungslücken werden durch Polynome 3. Ordnung mit identischer Zeitauflösung wie die *Kepler*-Daten aufgefüllt (1). Dazu werden die Beobachtungsdaten in Intervalle eingeteilt, wobei die Polynome zwischen den Intervallen platziert werden. Ein neues Intervall beginnt, wenn die Zeitdifferenz zwischen zwei Datenpunkten größer als 5 h wird. Die typischen Zeitlücken durch die Datenübertragung und die Neuausrichtung betragen etwas weniger als 1 d bzw. etwa 2 – 5 d.



(a) Residuen ohne Korrektur von Artefakten (b) Residuen mit Korrektur von Artefakten

Abbildung 4.3: Die von Superflares verursachten Signale in den Residuen zwischen Originallichtkurve und Wavelet-Rücktransformation sind ausdrücklich erwünscht, wobei die mit 1 und 2 gekennzeichneten Artefakte in den Residuen in Abb. 4.3a unerwünscht sind. Nach der Korrektur sind die Artefakte 1 und 2 an den Intervallrändern und in der Nähe von Beobachtungslücken nicht mehr vorhanden (Abb. 4.3b). Flare-Ereignisse bekommen dadurch mehr Wichtigkeit (Abb. 4.3b).

Durch die Wahl des minimalen Intervallabstandes gewährleistet man, dass Zeitlücken, die einem kleinen Vielfachen der Kadenzzeit von 29,4 min entsprechen (z. B. durch das Aussortieren von Datenpunkten verursacht) noch immer dem gleichen Intervall zugeordnet werden. In dieser Arbeit wurden beispielsweise diejenigen Zeitstempel aussortiert, bei denen innerhalb der *Kepler*-eigenen Software Einfälle von hochenergetischen Photonen („Cosmics“) diagnostiziert wurden.

Polynome 3. Ordnung sind durch ermittelbare Anstiege und Funktionswerte zu Intervallende und -beginn stets eindeutig charakterisiert und gewährleisten einen kontinuierlichen Anschluss an die Beobachtungsdaten. Dazu werden die Koeffizienten über die letzten 20 Datenpunkte des linken Intervallendes und die ersten 20 Datenpunkte des rechten Intervallbeginns des benachbarten Intervalls über das Anpassen linearer Funktionen bestimmt. Außerdem werden die Polynome mit gaußverteilter

Rauschen in der Ordnung des photometrischen Fehlers addiert. Um ein Überspringen der Wavelet-Rücktransformation zu Beginn und Ende des gesamten Beobachtungsintervalls zu vermeiden (2), werden ebenfalls lineare Anstiege an die ersten und letzten 20 Datenpunkte angepasst. Die ermittelten linearen Helligkeitsverläufe werden dann mit aufaddierter Gauß-Streuung um ± 10 d an die Beobachtungsgrenzen angefügt, um einen gewissen Sicherheitsbereich für das Überspringen der Wavelet-Repräsentation zu schaffen. Diese künstlich hinzugefügten Datenpunkte werden nach der Anwendung des Waveletfilters wieder entfernt und tragen nicht zur weiteren Datenanalyse bei.

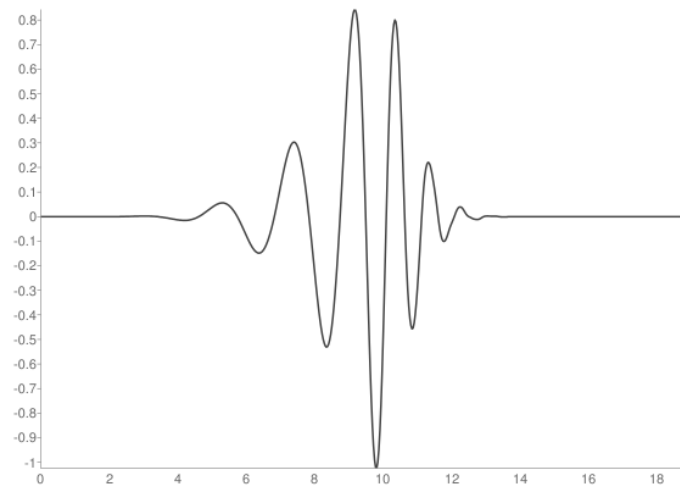


Abbildung 4.4: Gezeigt ist eine oszillierende Fensterfunktion (Daubechies10 Wavelet-Funktion), mit welcher die Zeitsignale der in dieser Arbeit untersuchten Sterne abgetastet werden. Durch Strecken und Stauchen der Fensterfunktion kann der Frequenzraum zeitaufgelöst dargestellt werden. Die Oszillationen der Fensterfunktion sind ungleichförmig, wodurch sich ein Frequenzband ergibt (Abb. aus Daubechies (1992))

Die Waveletanalyse wird für eine Lichtkurve zweimal hintereinander mit einem Daubechies-10-Wavelet (Abb. 4.4) durchgeführt. Nach der ersten Wavelet-Rücktransformation wird die Residuenstreuung berechnet und in Vielfachen der Standardabweichung ausgedrückt. Alle Zeitstempel, bei denen die Residuenstreuung einen Wert von 2σ überschreitet, werden als mögliche Flare-Zeitpunkte registriert. Diese Datenpunkte werden gebinnt, so dass jedes mutmaßliche Flare durch einen einzigen Zeitstempel charakterisiert ist. Dabei werden nur Datenpunkte zusammengefasst, bei denen die Zeitdifferenz zum nächsten benachbarten Punkt in der Lichtkurve mit mehr als 2σ Residuenstreuung nicht größer als 5 h (10 Datenpunkte) ist.

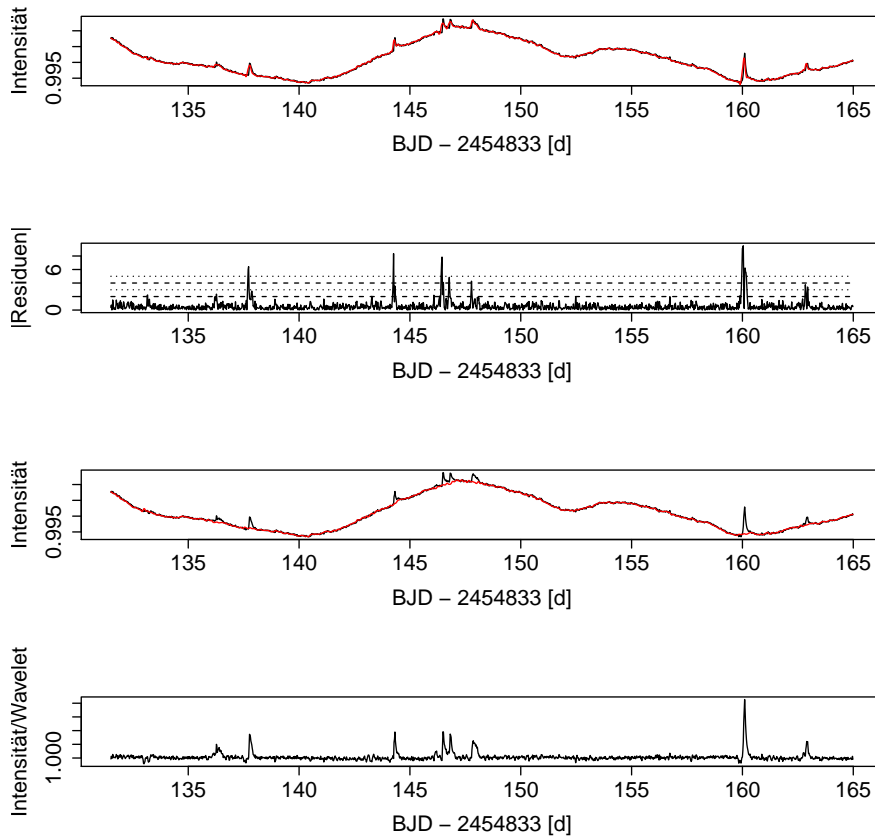


Abbildung 4.5: Schritte zur Trendkorrektur und Flare-Detektion. Nach der ersten Wavelet-Rücktransformation (oberes Bild, rote Kurve) sind Signale von mehr als 2σ in den Residuen erkennbar (zweites Bild). Die zweite Wavelet-Transformation findet an einer Referenzkurve statt, in der Bereiche um die 2σ Signale herum interpoliert wurden. Die Rücktransformierte (drittes Bild, rote Kurve) ist unempfindlich gegenüber kurzzeitvariablen Ereignissen der Originallichtkurve (schwarze Kurven).

Die zweite Waveletanalyse wird an einer Referenzkurve durchgeführt. Diese Referenzkurve ist mit den (durch die künstlich hinzugefügten Datenpunkte ergänzten) Originaldaten bis auf kleine Umgebungen um die mutmaßlichen Flare-Zeitstempel identisch. In einem Zeitbereich von $[t_i - 2h, t_i + 5h]$ um einen gebinnten Zeitstempel t_i entspricht die Referenzkurve einer linearen Interpolation, die sich aus der linearen Anpassung von jeweils 10 Datenpunkten aus den Zeitintervallen $[t_i - 7h, t_i - 2h]$ und $[t_i + 5h, t_i + 10h]$ ergibt. Die Wavelet-Transformation der Referenzkurve ist durch die Interpolation unempfindlich gegenüber Flare-Ereignissen. Vergleicht man die Wavelet-Rücktransformation mit dem Originalsignal, so ist ein Flare-Ereignis in den Residuen nahezu unverändert darstellbar (siehe Abb. 4.5 unten).

Die Residuenstreuung wird jetzt in Einheiten der Standardabweichung außerhalb der interpolierten Bereiche bestimmt. Für die weitere Untersuchung von Flare-Ereignissen werden nur die Zeitstempel berücksichtigt, bei denen die Residuenstreuung einen Wert von 3σ überschreitet. Diese werden in gleicher Weise gebinnt, sodass sich ein charakteristischer Zeitstempel für jedes Flare-Ereignis ergibt.

Die einzelnen Schritte der Trendkorrektur und Flare-Detektion sind in Abb. 4.5 für den Stern KIC011764567 exemplarisch dargestellt. Die Wavelet-Repräsentation (rote Kurve) gibt den niederfrequenten Helligkeitsverlauf des Sterns sehr präzise wieder, während hochfrequente Kurzzeitereignisse deutliche Signale in den Residuen verursachen. Nach der Division der Lichtkurve durch die Wavelet-Repräsentation sind die Daten weitgehend trendkorrigiert. Unter Berücksichtigung der Daten-Interpolation ist die zweite Anwendung der Wavelet-Methode an einer Referenzkurve nahezu unempfindlich gegenüber Helligkeitsausbrüchen in der Originalkurve (siehe Abb. 4.5).

Die detektierten Flare-Zeitstempel werden gemeinsam mit der trendkorrigierten Lichtkurve abgespeichert und für die weitere Analyse bereitgestellt.

4.2.3 Abschätzung der Flare-Detektionsrate

Die Detektionsmethode mithilfe von Wavelets wurde an realen *Kepler*-Daten und synthetisch erzeugten Lichtkurven ausführlich im Rahmen dieser Arbeit getestet. Die synthetischen Lichtkurven haben eine identische Zeitauflösung wie die *Kepler*-Daten und entsprechen etwa der Länge eines durchschnittlichen Beobachtungsquartals (≈ 90 d). Um möglichst viele der Eigenschaften von Lichtkurven typischer *Kepler*-Superflare-Sterne (z. B. Rotationsveränderlichkeit, Beobachtungslücken) in die Analyse einzubeziehen, wurden die synthetischen Daten in folgender Weise erstellt:

- Erzeugung eines Zeitenvektors \vec{t} der Länge n mit einer Dauer von 90d und einer Zeitauflösung von $\Delta t = 29,4$ min
- Erzeugung eines Intensitätenvektors \vec{I} gleicher Länge mit $I_i = 1 \quad \forall i \in [1, n]$
- Erzeugung einer synthetischen Fleckenmodulation des Intensitätenvektors durch die Überlagerung zweier Sinusschwingungen mit jeweils zufällig gewählter Amplitude, Periode und Phase
- Erzeugung einer Langzeitvariabilität des Intensitätenvektors durch die Addition eines Polynoms zweiter Ordnung mit zufälligen Koeffizienten

- Erzeugung von kleinen Beobachtungslücken ($\Delta t \leq 2$ h) durch die zufällige Entfernung von Datenpunkten
- Erzeugung von größeren Beobachtungslücken ($\Delta t \geq 0,2$ d) und Sprüngen durch dreifache Hintereinanderreihung der Daten mit Zeitlücken
- Addition von gaußverteilterm Rauschen

In drei Testläufen wurden jeweils 3 000 synthetische Lichtkurven erzeugt bzw. 3 000 *Kepler*-Lichtkurven aus zufälligen Quartalen von zufälligen *Kepler*-Sternen ausgewählt. In 25% der Lichtkurven wurden 2 – 20 synthetische Flare-Ereignisse mit unterschiedlicher Dauer und Amplitude eingebaut, welche dann mit der unter 4.2.2 vorgestellten Detektionsmethode gesucht wurden. Daraus ergibt sich eine statistisch signifikante Anzahl von etwa 8 000 Test-Flares pro Durchlauf. Durch einen Vergleich der Zeitstempel der injizierten Flare-Ereignisse und der detektierten Zeitstempel kann zwischen einer realen Detektion oder einer Falschdetektion unterschieden werden. Das Flare-Modell, welches zum Erzeugen der Test-Ereignisse verwendet wurde, entspricht einem empirischen Verlauf mit rapidem, polynomiellen Helligkeitsanstieg und einem exponentiellen Abklingen (siehe Abschnitt 4.3.1). Bei der Wahl der Grenzen für die zufällig wählbaren Flare-Parameter wurde sich an den etwa 1 400 detektierten Flare-Ereignissen aus der Studie von Shibayama u. a. (2013) für sonnenähnliche Sterne orientiert. Der jeweilige registrierte Flare-Zeitstempel entspricht dem Zeitpunkt für den Maximalwert.

Abb. 4.6 zeigt die Detektionsrate für die Anwendung auf künstlich erzeugte Daten bzw. auf *Kepler*-Daten. Die farbkodierten Datenpunkte stehen für einen unterschiedlich groß gewählten Toleranzsuchbereich um die künstlich erzeugten Flare-Ereignisse. Ab einem Toleranzbereich von $\geq \pm 2$ h ändert sich die Detektionsrate nur noch um wenige Prozent, sodass die meisten Übereinstimmungen zwischen theoretischen Flare-Zeitpunkten t_{theo} der Testflares und den detektierten Zeiten t_{det} in einem Toleranzradius von 2 h liegen. Diese Abweichung kommt zustande, da ein gebinnter Datenpunkt aufgrund des unsymmetrischen Helligkeitsprofils eines Flares (siehe Abb. 1.1 und 2.4) nicht mit dem Maximum des Flares übereinstimmt.

Das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) in Abb. 4.6 entspricht dem Verhältnis von Flare-Amplitude zum mittleren Fehler der Beobachtungsdaten und wird in dieser Arbeit so definiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Detektionsrate für ein gegebenes Signal-Rausch-Verhältnis bei *Kepler*-Daten geringer als bei synthetisch erzeugten Daten ist. Die *Kepler*-Daten können aufgrund ihrer hohen Genauigkeit viele kleine

Helligkeitsfluktuationen der Sterne abbilden, die als gewöhnliches Rauschen durch stellare Aktivität ohne Flecken zu verstehen sind. In diesem Fall spricht man von rotem Rauschen, welches nicht gaußverteilt ist. Durch solche Fluktuationen kann die Detektionsmethode, welche sich an der Datenstreuung orientiert, teilweise beeinflusst werden. Für größer werdende Signal-Rausch-Verhältnisse wirkt sich dieser Effekt auf die Detektionsmethode kleiner aus, sodass die Detektionrate bereits ab einem $SNR > 5$ mehr als 80% und ab $SNR > 8$ etwa 100% beträgt. Aus der photometrischen Präzision der *Kepler*-Daten (siehe Abb. 3.3) folgt, dass Flares mit einer relativen Amplitude von weniger als 0,05% detektierbar sind. Zum Vergleich liegt das Detektionslimit in den Studien von Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) bei 0,1%.

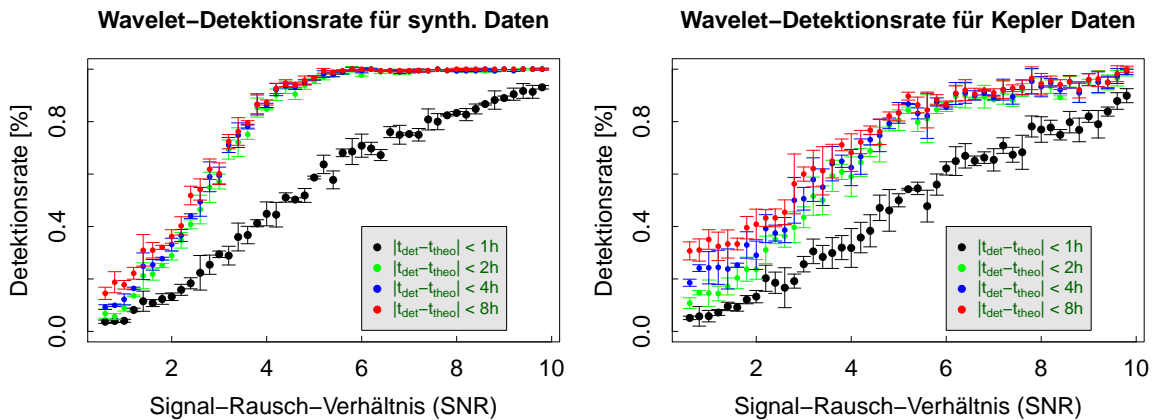


Abbildung 4.6: Wavelet-Detektionsrate von Flare-Ereignissen in simulierten und realen *Kepler*-Daten. Die verschiedenfarbigen Datenpunkte beziehen sich auf den maximalen Toleranzbereich zwischen theoretischen und detektierten Flare-Zeitpunkten. Die Detektionsrate ist für *Kepler*-Daten etwas kleiner, da der verrauschte Hintergrund bei *Kepler*-Daten im Allgemeinen nicht gaußverteilt ist.

4.3 Identifizierung und Klassifizierung realer Flares

Die Arbeit stellt sehr hohe Anforderungen an die Reduzierung der Falschdetektionsrate (siehe Abschnitt 1.3 und 4.3.2), um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten. Als Falschdetektionen werden alle Ereignisse verstanden, welche aufgrund ihres Helligkeitsprofils oder z. B. ihrer Dauer nicht als Flare-Ereignisse in Frage kommen. Die nach der Wavelet-Analyse für jeden Stern ausgegebenen Zeitstempel können nur als Zeitpunkte hoher Frequenzen angesehen werden, geben aber keine Auskunft darüber, ob ein Helligkeitseinbruch, -ausbruch, ein Schwingungsverhalten oder ein anderes Muster vorliegt. Jeder Zeitstempel bedarf einer genauen Untersuchung.

4.3.1 Empirisches Flare-Modell

Aus dem Standard-Flare-Modell können mathematische Ausdrücke abgeleitet werden, welche viele beobachtbare Phänomene während eines Helligkeitsausbruchs beschreiben können. Die Anzahl der freien Parameter kann dabei sehr schnell anwachsen. Da *Kepler*-Daten eine verhältnismäßig schlechte Zeitauflösung haben, sind komplizierte Modelle zur Beschreibung der Daten, gemessen an der Zahl der freien Parameter, gegenüber empirischen Modellen laut Ockhams Sparsamkeitsprinzip (Jefferys & Berger, 1992) nicht zu bevorzugen. Dadurch ist auch gerechtfertigt, dass das hier vorgestellte empirische Flare-Modell zur Generierung der Test-Flares im Abschnitt 4.2.3 verwendet wurde. Geht man von herkömmlichen Flares aus, bei denen der Helligkeitsanstieg im optischen Spektralbereich sehr sprunghaft erfolgt, bzw. die Abnahme der Helligkeit proportional zur temporär abgestrahlten Energiemenge ist, so kann ein Flare-Ereignis sehr einfach durch folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$F(t) = \begin{cases} F_0 & t < t_1 \\ F_0 + A \cdot (t - t_1)^\alpha & t_1 \leq t < t_2 \\ F_0 + B \cdot e^{-(t-t_2)/t_d} & t \geq t_2 \end{cases} \quad (4.1)$$

F_0 bezeichnet den Normalfluss eines Sterns, t_1 den Flare-Beginn und t_2 den Zeitpunkt des Maximalwertes. Der Exponent α soll Werte von 2 – 7 annehmen, sodass das Fit-Modell zu Beginn eines Flares sehr flexibel gegenüber schnellen Helligkeitsänderungen ist. Weiterhin gehören die beiden Konstanten A und B sowie die Zerfallskonstante t_d zu den freien Parametern des Modells. Aus der Stetigkeitsbedingung zum Zeitpunkt $t = t_2$ folgt, dass sich der Parameter B direkt aus α , A , t_1 und t_2 ergibt. Für ein gegebenes α besteht das Fit-Modell somit aus insgesamt 5 freien Fitparametern. In dieser Arbeit wird der Helligkeitsanstieg als impulsive Phase mit einer Zeitdauer $t_{impulsive}$ bezeichnet, während der Helligkeitsabfall t_{exp} als exponentielle Phase bezeichnet wird.

Für die Anpassung des empirischen Modells wird jeweils nur ein Lichtkurvenausschnitt von ± 1 Tag um die Zeitstempel verwendet. Diese Wahl stellt einen Kompromiss dar, um einerseits genügend Normallicht außerhalb der Flares zu erhalten und andererseits keine weiteren Flares in dem untersuchten Zeitintervall vorzufinden. Die freien Parameter werden durch eine Levenberg-Marquardt-Optimierung⁽¹⁷⁾ (im weiteren Verlauf LM-Methode) angepasst. Dazu ist es möglich, geeignete Startparameter

⁽¹⁷⁾Verwendung der im Paket „FME“ von Soetaert & Petzoldt (2010) implementierten Funktion `modfit()` der freien Programmiersprache **R** für statistische Datenauswertung (R Core Team, 2015)

vorzugeben, welche der Routine eine schnelle Konvergenz in Richtung gewünschter Verteilung erlauben. In der Annahme, das Flare-Ereignis in der Nähe des detektierten Zeitstempels der Wavelet-Analyse vorzufinden, können obere und untere Grenzen für die Parameter festgelegt werden. So wird erreicht, dass die LM-Methode eine Anpassung ausschließlich für das jeweils gewünschte Flare-Ereignis durchführt. Das Ende eines Flare-Ereignisses wird über einen F-Test abgeschätzt. Dazu wird die Nachflare-Phase mit einem konstanten Helligkeitsverlauf verglichen. Der Zeitpunkt, ab dem sich beide Modelle in der Residuenstreuung um weniger als 5% unterscheiden, wird als Flare-Ende t_{end} festgelegt. Die gesamte Flare-Dauer d_{flare} ergibt sich dann aus der Differenz von t_{end} und t_1 .

Die Flare-Parameter t_1 , t_2 , t_d , t_{end} , B , α und F_0 werden in eine ASCII-Datei mit dem Namen des jeweiligen *Kepler*-Sterns geschrieben und stehen so für die weitere Analyse zur Verfügung. Die Signifikanz des angepassten Flare-Modells gegenüber einem konstanten Verlauf wird über einen F-Test und das Bestimmtheitsmaß ermittelt. Ein F-Test liefert die Aussage, ob ein Modell, gemessen an der Zahl der freien Parameter, Daten signifikant besser repräsentiert, als ein Modell mit weniger freien Parametern. Das Bestimmtheitsmaß R^2 gibt an, wie viel Prozent der Variabilität in einer Lichtkurve von einem Fitmodell erklärt wird. Die Flare-Parameter liefern eine Aussage über den Helligkeitsverlauf eines Flares. Ist die gesamte Flare-Dauer beispielsweise kleiner bzw. nahe der Beobachtungskadenz von 29,4 min, so handelt es sich tendenziell eher um einen Ausreißerpunkt, da nur ein oder zwei Datenpunkte den Helligkeitsausbruch beschreiben.

Anhand der Flare-Parameter, des F-Tests und des Bestimmtheitsmaßes muss zwischen einem realen Flare-Ereignis oder einer Falschdetektion entschieden werden. Dafür waren umfangreiche Tests unumgänglich.

4.3.2 Reduzierung der Falschdetektionsrate durch Einschränkung möglicher Flare-Parameter

Von vornherein muss klar sein, dass es vermutlich in keinem Falle möglich ist, Falschdetektionen zu 100% Prozent von realen Flare-Ereignissen zu unterscheiden. Es muss ein Kriterium gefunden werden, durch welches die Falschdetektionen größtenteils identifiziert und aussortiert werden, während reale Detektionen erhalten bleiben. Solche Kriterien wurden anhand von Test-Flares in *Kepler*-Lichtkurven, welche im Abschnitt 4.2.3 näher erläutert wurden, bestimmt. Die Zeitstempel von Test-Flares

sind bekannt, sodass die Fitparameter für Detektionen mit zeitlicher Übereinstimmung realen Ereignissen zugeordnet werden und die Parameter aller weiteren Detektionen den Falschdetektionen zuzuordnen sind. Bei realen *Kepler*-Testkurven muss berücksichtigt werden, dass auch als Falschdetektionen interpretierte Ereignisse reale Helligkeitsausbrüche darstellen können. Da die erwartete Flare- bzw. Superflare-Rate von sonnenähnlichen Sternen gegenüber der Anzahl an injizierten Test-Flares klein ist, kann die Auswirkung einiger weniger Fehlinterpretationen auf die groß angelegte Teststudie mit im Mittel 8 000 Test-Flares pro Testlauf vernachlässigt werden.

Es wurden insgesamt 4 kritische Werte κ_i untersucht, durch welche die Falschdetektionsrate minimiert werden soll: ein kritisches Bestimmtheitsmaß; ein kritisches F-Test-Quantil; ein kritischer Wert für das Zeitenverhältnis von Helligkeitsan- und Helligkeitsabstieg sowie eine kritische Flare-Dauer. Kritische Werte wurden für Signal-Rausch-Verhältnisse von (2 – 4), (4 – 6), (6 – 8) und (8 – 10) bestimmt.

Zur Bestimmung der kritischen Werte wurden für alle 4 untersuchten Größen die Funktionen

$$f_i = \frac{(cs_{falsch}^i)^2}{cs_{real}^i} \quad (4.2)$$

definiert. Die Bezeichnungen cs_{falsch} und cs_{real} stellen die kumulativen Summen („cumulative sum“) der Falschdetektionen und realen Detektionen in Abhängigkeit der angepassten Größen dar. Alle κ_i sollen denjenigen Werten entsprechen, bei denen die Funktionen f_i maximal werden. Dann ist gewährleistet, dass das Verhältnis der kumulativen Summen von Falschdetektionen und realen Detektionen bzw. die kumulative Summe der Falschdetektionen möglichst groß wird:

$$\max(f_i) = f_i(\kappa_i) \quad (4.3)$$

In Abb. 4.7, 4.8, 4.9 und 4.10 sind die Verteilungen der Detektionen und die Funktionen $(cs_{falsch}^i)^2 / cs_{real}^i$ über den einzelnen Größen für einen von drei Testläufen dargestellt. Die kritischen Werte κ_i sind als vertikale grüne Linien eingezeichnet. Sie stimmen mit den Maximalwerten der Funktionen $(cs_{falsch}^i)^2 / cs_{real}^i$ überein.

Abb. 4.11 zeigt die kritischen Werte als Funktionen des Signal-Rausch-Verhältnisses. Die Fehler der kritischen Werte ergeben sich aus der Standardabweichung der ermittelten Werte aus den insgesamt drei Testläufen mit jeweils 8 000 Test-Flares.

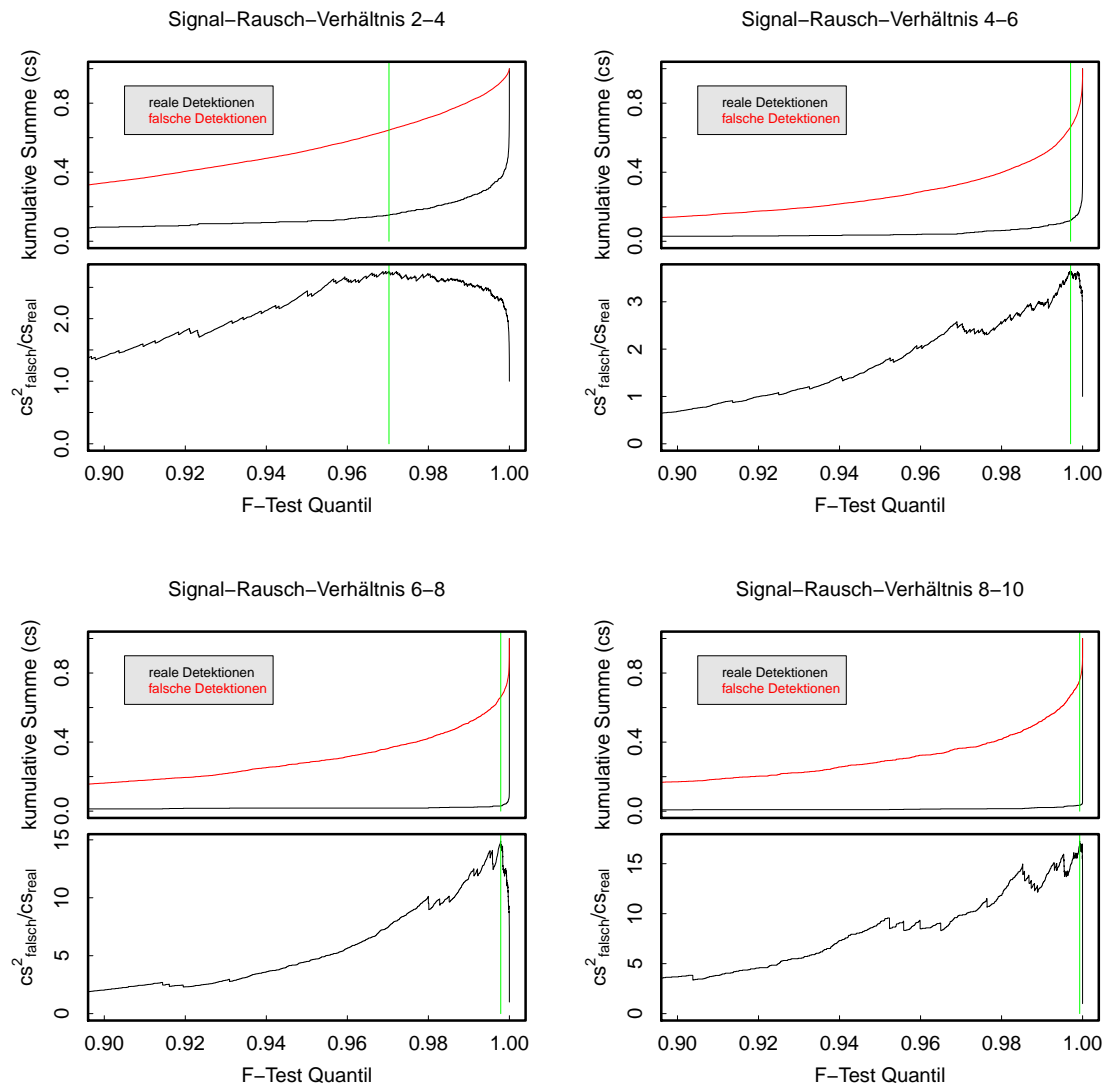


Abbildung 4.7: Vergleich der Verteilungen der F-Test-Quantile von gefitteten mathematischen Flare-Modellen bei realen und falschen Flare-Detektionen für verschiedene Signal-Rausch-Verhältnisse bei Testlichtkurven. Die grüne vertikale Linie kennzeichnet den Wert für einen optimalen Kompromiss zwischen realen und falschen Detektionen, bei dem das Detektionsverhältnis und die Aussortierungsrate für falsche Detektionen maximal wird. Die jeweils oberen Graphen zeigen die kumulativen Verteilungen für beide Detektionsarten, während die unteren Graphen den Hintergrund für das Entscheidungskriterium zeigen.

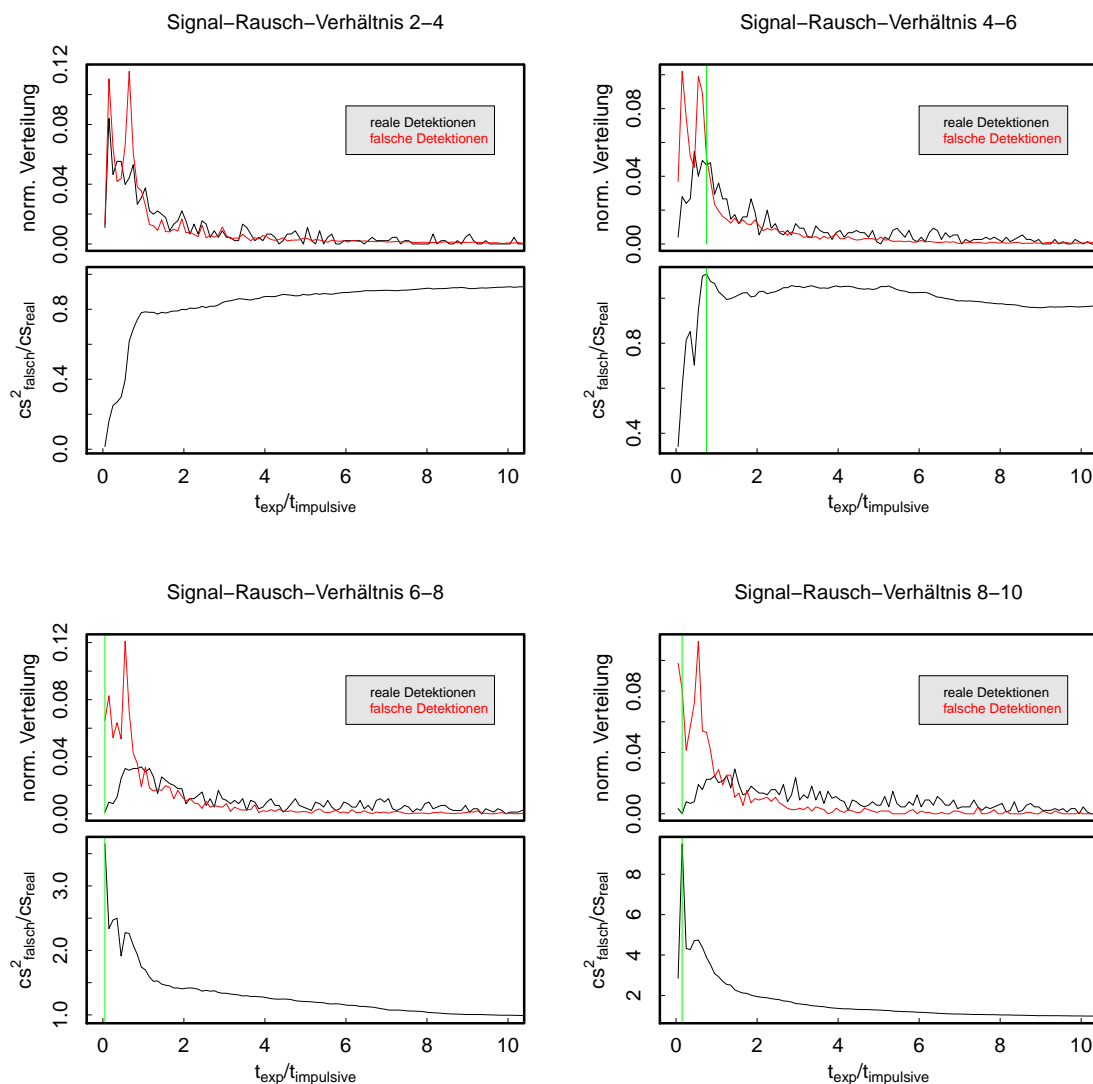


Abbildung 4.8: Vergleich der Verteilungen der Flare-Zeiten-Verhältnisse $t_{exp}/t_{impulsive}$ zwischen der Abklingzeit t_{exp} und der impulsiven Phase $t_{impulsive}$ von gefitteten mathematischen Flare-Modellen bei realen und falschen Flare-Detektionen für verschiedene Signal-Rausch-Verhältnisse bei Testlichtkurven. Die grüne vertikale Linie kennzeichnet den Wert für einen optimalen Kompromiss zwischen realen und falschen Detektionen, bei dem das Detektionsverhältnis und die Aussortierungsrate für falsche Detektionen maximal wird. Die jeweils oberen Graphen zeigen die Verteilungen für beide Detektionsarten, während die unteren Graphen den Hintergrund für das Entscheidungskriterium zeigen.

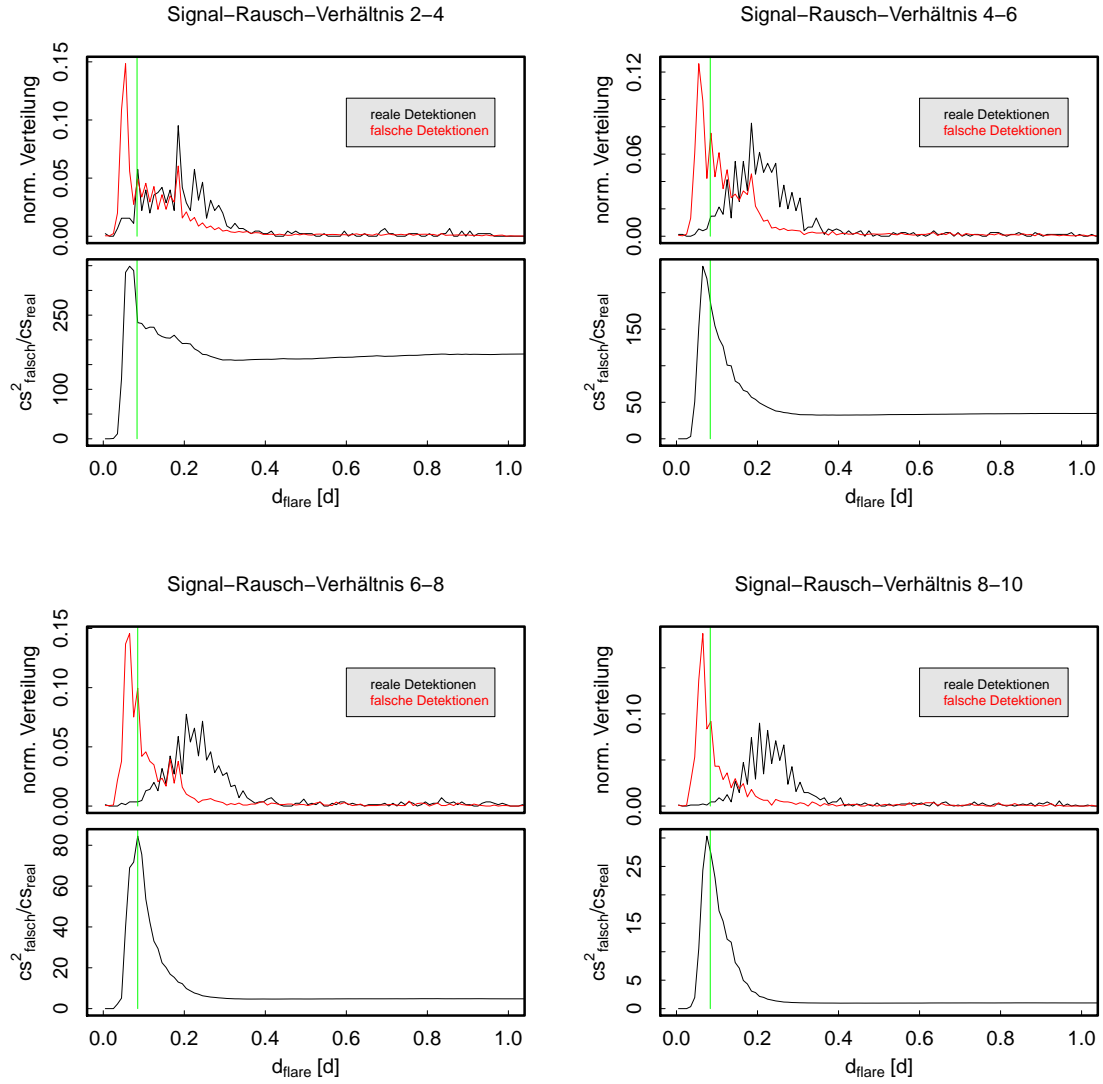


Abbildung 4.9: Vergleich der Verteilungen der ermittelten Flare-Dauern d_{flare} von gefit-ten mathematischen Flare-Modellen bei realen und falschen Flare-Detektionen für verschiedene Signal-Rausch-Verhältnisse bei Testlichtkurven. Die grüne vertikale Linie kennzeichnet den Wert für einen optimalen Kompromiss zwischen realen und falschen Detektionen, bei dem das Detektionsverhältnis und die Aussortierungsrate für falsche Detektionen maximal wird. Die jeweils oberen Graphen zeigen die Verteilungen für beide Detektionsarten, während die unteren Graphen den Hintergrund für das Entscheidungskriterium zeigen.

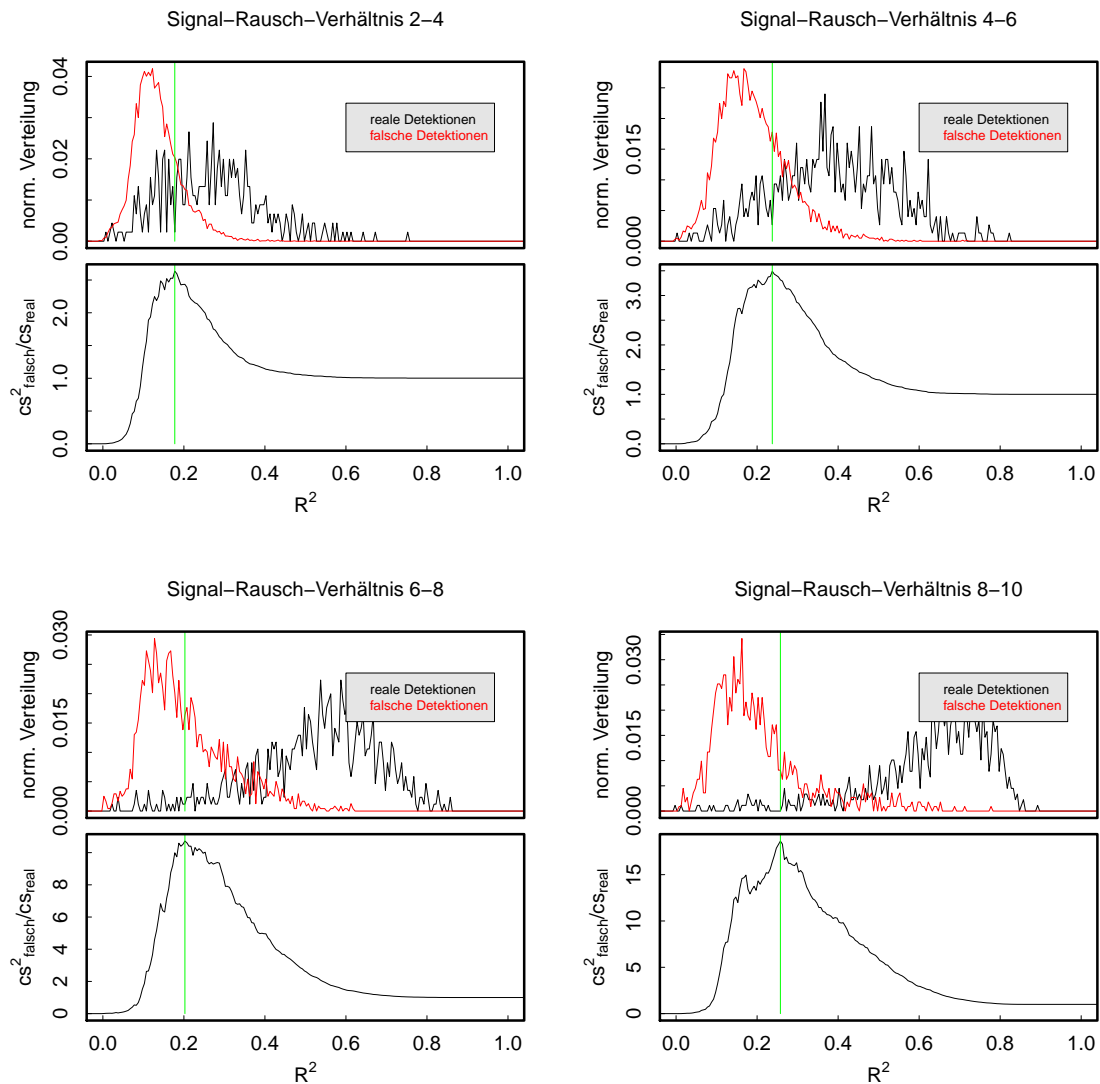


Abbildung 4.10: Vergleich der Verteilungen des Bestimmtheitsmaßes R^2 von gefitteten mathematischen Flare-Modellen bei realen und falschen Flare-Detektionen für verschiedene Signal-Rausch-Verhältnisse bei Testlichtkurven. Die grüne vertikale Linie kennzeichnet den Wert für einen optimalen Kompromiss zwischen realen und falschen Detektionen, bei dem das Detektionsverhältnis und die Aussortierungsrate für falsche Detektionen maximal wird. Die jeweils oberen Graphen zeigen die Verteilungen für beide Detektionsarten, während die unteren Graphen den Hintergrund für das Entscheidungskriterium zeigen.

Die rote gestrichelte Grenzlinie in Abb. 4.11 entspricht jeweils den Mittelwerten für die drei größten Signal-Rausch-Verhältnisse. Es ist erkennbar, dass sich die kritischen Werte für das F-Test-Quantil (Abb. 4.11a), die Superflare-Dauer (Abb. 4.11c) sowie für das Bestimmtheitsmaß (Abb. 4.11d) sehr gut eignen, um die Falschdetektionsrate über die bestimmten Kriterien zu reduzieren. Dabei fungieren die kritischen Werte jeweils als untere Schranken. Für das Verhältnis der Zeiten t_{exp} und $t_{impulsive}$ (Abb. 4.11b) kann der kritische Wert nicht verwendet werden, da die realen Flares und die Falschdetektionen den Filter in gleichen prozentualen Anteilen passieren würden.

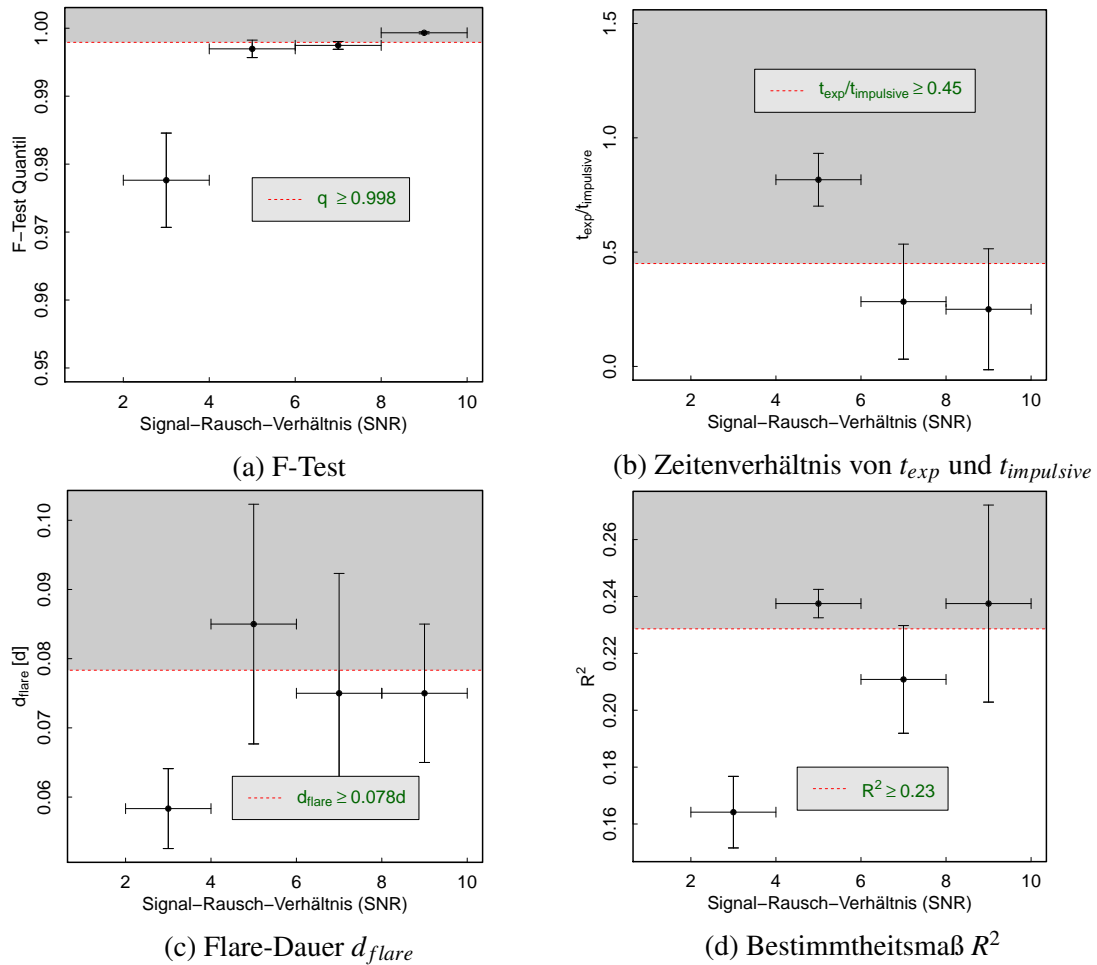


Abbildung 4.11: Zusammenfassung der Ergebnisse für die Parametereinschränkung zur Unterscheidung zwischen realen und falschen Detektionen. Die Werte für die jeweils drei höchsten Signal-Rausch-Bereiche wurden genutzt, um eine Parameterschranke für jeden Fitparameter abzuschätzen.

Aus der Untersuchung der kritischen Werte resultiert der folgende Filter, der nun auf alle Filtergebnisse des empirischen Flare-Modells angewendet werden kann:

$$\text{reale Flares + Fehlinterpretationen} = (q \geq \kappa_1) \cap (d_{flare} \geq \kappa_2) \cap (R^2 \geq \kappa_3) \quad (4.4)$$

Die Hintereinanderausführung der Parameterschranken führt zu einer soliden Trennung zwischen realen Test-Flares und Falschdetektionen. Eine Gegenüberstellung der gefilterten Detektionsraten ist in Abb. 4.12 gezeigt. Dabei wurden die Mittelwerte der drei größten Signal-Rausch-Verhältnisse aus Abb. 4.11 (rote gestrichelte Linien) als kritische Werte verwendet.

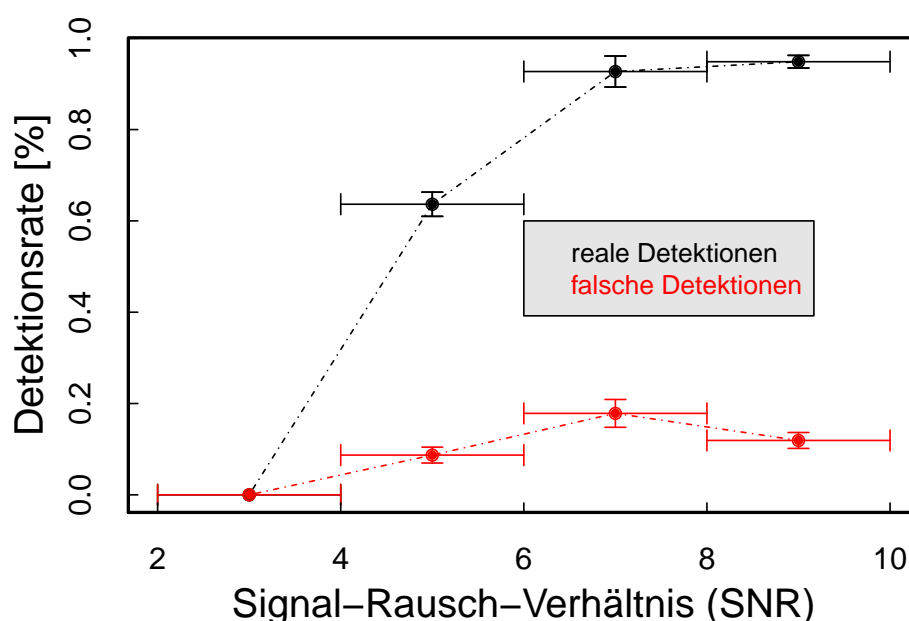


Abbildung 4.12: Ergebnis der sukzessiven Anwendung der ermittelten Flare-Parameterschranken (Formel 4.4). Die Aussortierung des Großteils falscher Detektionen beeinträchtigt nicht die Detektion von realen Ereignissen für große Signal-Rausch-Verhältnisse.

Für ein Signal-Rausch-Verhältnis von (8-10) können mehr als 95% aller realen Flares den Filter passieren (Abb. 4.12). Weiterhin zeigt sich, dass etwa 10% der Falschdetektionen in diesem Signal-Rausch-Bereich aus statistischer Sicht ununterscheidbar von realen Flares sind (Abb. 4.12). Solche Ereignisse müssen separat gefiltert werden.

4.4 Flare-Zeiten-Korrelation

In diesem Schritt wird die Falschdetektionsrate anhand weiterer Hinweise gesenkt. Alle realen Flares und alle Fehlinterpretationen, welche den Filter unter 4.3.2 passiert haben, sind von den Flare-Parametern her ununterscheidbar. Mit einer Flare-Zeiten-Korrelation kann überprüft werden, ob ein Flare-Ereignis zeitgleich bei mehreren Sternen auftritt. Die Flare-Ereignisse, welche im optischen Wellenlängenbereich mit *Kepler* detektiert werden, sind aufgrund Ihrer Überschreitung des Detektionslimits (unter Berücksichtigung des sehr geringen Helligkeitskontrastes) meistens sehr starke Flares (bei Überschreitung von 10^{33} erg Superflares). Da solche Ereignisse sehr selten auftreten, ist die gleichzeitige Registrierung bei mehreren Sternen ein Hinweis darauf, dass die Flare-Signatur einen instrumentellen Effekt darstellt. Zeitlich synchrone Flare-Detektionen bei mehreren Sternen sind auszusortieren und dürfen bei der weiteren Analyse nicht berücksichtigt werden.

Der Unterschied zu den bisherigen Arbeiten besteht darin, dass alle Zeitstempel der Flare-Ereignisse für alle Sterne innerhalb eines CCD-Module-Output-Paares eines Beobachtungsquartals abgeglichen werden. Dadurch wird sichergestellt, dass die Flare-Ereignisse nicht durch Ausleseeffekte, Cosmics oder saturierte Sterne verursacht wurden. In Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) wurden nur Flare-Zeitstempel abgeglichen, bei denen der Winkelabstand weniger als 24 Bogensekunden betrug.

Als Kriterium für Flares gleicher Zeitstempel wurde eine Zeitentoleranz von weniger als einer Stunde zwischen den angepassten Werten aus dem Fitmodell festgelegt. Diese Zeitentoleranz entspricht einer Abweichung von maximal 2 Datenpunkten. Detektierte Flares, welche zur selben Zeit in unterschiedlichen CCD-Module-Output-Paaren auftreten, können nicht durch einen systematischen Effekt erklärt werden, weshalb diese nicht aussortiert wurden.

4.5 Filter „Nahe Sterne“

Ein weiterer wichtiger Punkt, der bei der Analyse der Superflares berücksichtigt werden muss, ist die häufige Kontamination der *Kepler*-Pixelmasken der Sterne mit Photonen von sehr eng benachbarten Objekten. Für die Suche nach Exoplaneten und aus Gründen der limitierten Bandbreite und Daten-Speicherkapazität von *Kepler* wurden aus dem Kepler-Input-Katalog mit insgesamt 13 Millionen Objekten nur etwa 170 000

Sterne ausgewählt, welche eine für die benötigte photometrische Präzision geeignete Helligkeit aufweisen. Die optimalen Aperturen der sonnenähnlichen Sterne können aufgrund ihrer Ausdehnung von wenigen Pixeln und unter Berücksichtigung der großen Pixelskala von $\approx 4''$ mit leuchtschwächeren Objekten innerhalb des *Kepler*-Gesichtsfeldes, z. B. nicht sonnenähnlichen Sternen, zusammenfallen. Dabei können beispielsweise späte Spektraltypen, bei denen mit einer deutlich stärkeren Flare-Aktivität zu rechnen ist, Flare-Detektionen innerhalb der *Kepler*-Pixelmasken der sonnenartigen Sterne verursachen, welche als intrinsische Aktivität der sonnenartigen Sterne fehlinterpretiert werden. Die typische Größe einer Pixelmaske für einen Stern 12. Magnitude beträgt etwa 30 Pixel (Van Cleve & Caldwell, 2011). Die Ausdehnung der optimalen Apertur kann dabei mehr als 5 Pixel betragen.

Für jeden der in dieser Arbeit betrachteten sonnenartigen Sterne wurden die Winkelabstände zu allen 13 Millionen Einträgen des *Kepler*-Input-Katalogs bestimmt. Alle Sterne, bei denen der nächste benachbarte, registrierte Stern weniger als 12 Bogen Sekunden (3 Pixel) entfernt ist, werden bei der weiteren Analyse nicht berücksichtigt (Shibayama u. a., 2013, identische Methode). Bei insgesamt 48 000 untersuchten Sternen kommen nach der Anwendung dieses Filters für die weitere Analyse nur noch 15 000 Sterne in Frage.

Die Reihenfolge der beiden Prozessierungsschritte 4.4 und 4.5 ist nicht umkehrbar, da durch den Filter „Nahe Sterne“ knapp 70% aller Sterne aussortiert werden und so ein deutlicher Informationsverlust für die Flare-Zeiten-Korrelation gegeben wäre.

4.6 *Kepler*-Astrometrie

Zusätzlich zum Aussortieren von Sternen mit besonders nahen bekannten Nachbarsternen kann im Rahmen der Möglichkeiten, welche *Kepler*-Beobachtungen bieten, nach weiteren unbekannten Sternen in den Aperturen oder Pixel-Masken der Sterne gesucht werden. Das Ziel der Anwendung von *Kepler*-Astrometrie auf die potentiellen Flare-Detektionen ist das indirekte Aufspüren von Objekten - entweder Hintergrundobjekte oder weite Begleiter späten Spektraltyps - welche möglicherweise für die beobachtete Flare-Aktivität verantwortlich sind.

Die in den folgenden Abschnitten vorgestellte Analyse-Methode für *Kepler*-Astrometrie ist ein eigens entwickeltes Verfahren und eine gut funktionierende Technik, die in dieser Ausführlichkeit, Gründlichkeit und Genauigkeit vorher noch nie an *Kepler*-Daten umgesetzt worden ist.

4.6.1 Vorüberlegung

Beobachtungsbedingt verteilt sich der Großteil der Helligkeit eines Sterns auf eine begrenzte Anzahl an Pixeln innerhalb der *Kepler*-Pixelmaske und etwas darüber hinaus. In Kapitel 3 wurde erläutert, dass die Erscheinungsform eines Sterns auf dem Detektor von vielen Faktoren abhängt. Die optimalen Aperturen der Sterne sind definierte Pixelkonstellationen aus einer Apertur-Datenbank mit insgesamt 1024 verschiedenen Stern-Aperturen, welche aus statistischer Sicht für ein optimales Signal-Rausch-Verhältnis der gemessenen Helligkeiten definiert wurden (Borucki u. a., 2010).

Aus den Target-Pixel-Dateien der Sterne können Lichtkurven für jedes einzelne Pixel extrahiert werden. Durch einen Vergleich der Lichtkurven der optimalen Aperturpixel der Sterne mit den Pixel-Lichtkurven, in denen die Flare-Signatur präsent ist, haben Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) bei Feststellung einer deutlichen Diskrepanz Flare-Ereignisse aussortiert. Die optimalen Aperturpixel können für den Einzelfall jedoch falsch bestimmt worden sein, sodass eine ermittelte Diskrepanz in Wahrheit kein astrometrisches Signal darstellt.

Die in dieser Arbeit verwendete Methode bietet zwei wesentliche Unterschiede und Verbesserungen:

- Verschiebungen des photometrischen Schwerpunktes während eines Flares können statistisch untersucht werden.
- Die Methode ist unabhängig von optimalen Aperturen.

Darüber hinaus kann der Prozessierungsschritt voll automatisiert durchgeführt werden. Der Anwendung von *Kepler*-Astrometrie liegt folgender Gedanke zugrunde: Treten Flares auf der Oberfläche eines Sterns als Folge magnetischer Aktivität auf, so verändert sich der photometrische Schwerpunkt innerhalb der Pixelmaske während eines Flares nicht, da sich das zusätzliche Licht des Flares in gleichem Maße auf die Apertur- und umliegenden Pixel verteilt. Findet ein Flare-Ereignis jedoch auf einem anderen unbekannten Objekt innerhalb der *Kepler*-Pixelmaske eines Sterns statt, so kann sich der photometrische Schwerpunkt während eines Flares verlagern. Die erforderliche Bedingung, bei der eine Verlagerung des photometrischen Schwerpunktes beobachtet werden kann, ist ein Unterschied der Erscheinungsform von Stern und zusätzlicher Quelle von mindestens einem Pixel. Bei dem Nachweis eines zusätzlichen Objektes müssen die Flare-Ereignisse als intrinsische Aktivität sonnenartiger Einzelsterne in Zweifel gezogen werden, da bei einer Verschiebung des photometri-

schen Schwerpunktes nicht unterschieden werden kann, von welchem der Objekte innerhalb der Pixelmaske die zusätzlichen Photonen stammen.

4.6.2 Berechnung des photometrischen Schwerpunktes

Der photometrische Schwerpunkt einer Pixelmaske wird über einen einfachen Zentrier-Algorithmus für jeden Zeitstempel ermittelt (Howell, 2006). Dazu wird der zweidimensionale gewichtete Mittelwert der Helligkeitsverteilung über die Pixelmatrix P_{ij} der Stern-Pixelmaske gebildet.

Tabelle 4.1: Indizierung einer *Kepler*-Pixelmaske

n							P_{nm}
\vdots							
i+1							
i				P_{ij}			
\vdots							
2	P_{21}						
1	P_{11}	P_{12}					
	1	2	\dots	j	j+1	\dots	m

Die Pixelzeilen werden von $i = 1 \dots n$ und die Pixelspalten von $j = 1 \dots m$ durchnummeriert. Bei der Bestimmung des photometrischen Schwerpunktes einer Detektorachse entspricht z. B. die Wichtung I_1 der Pixelzeile 1 der Summe der Helligkeiten P_{1j} der entsprechenden Pixelspalten über alle j , dividiert durch die Summe aller Pixelhelligkeiten (für Pixelspalten J_j umgekehrt).

$$I_i = \frac{\sum_{j=1}^{j=m} P_{ij}}{\sum_{i,j} P_{ij}}, \quad J_j = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} P_{ij}}{\sum_{i,j} P_{ij}} \quad (4.5)$$

Daraus ergeben sich die in Howell (2006) angegebenen Berechnungsformeln für den gewichteten photometrischen Schwerpunkt in X- und Y-Richtung in etwas modifizierter Form:

$$(X_c, Y_c) = \left(\sum_{j=1}^{j=m} j \cdot J_j, \sum_{i=1}^{i=n} i \cdot I_i \right) \quad (4.6)$$

Zunächst werden die photometrischen Schwerpunkte für jeden Zeitstempel als phy-

sische Koordinaten berechnet. Über die PC-Matrix⁽¹⁸⁾, die Pixelskala und die Orientierung der lokalen CCD-Detektorachsen (Informationen aus den FITS-Dateien) können die physischen Koordinaten in Weltkoordinaten umgerechnet werden. Für jede Target-Pixelmaske existiert ein Referenzpixel mit zugehörigen Weltkoordinaten (eingerhend mit der Definition der Sternapertur). Der photometrische Schwerpunkt eines Sterns stimmt mit einer Genauigkeit im Subpixelbereich mit den Referenz-Pixelkoordinaten überein. Für die Transformation der Pixelkoordinaten ins Weltkoordinatensystem wird das physische Koordinatensystem um die Referenzkoordinaten in den „virtuellen“ Nullpunkt verschoben, mit der PC-Matrix und Pixelskala gedreht und skaliert und dann um den angegebenen Weltkoordinaten-Offset an den Referenzkoordinaten verschoben. Bei der Berechnung des photometrischen Schwerpunktes wurde festgestellt, dass die berechneten Werte und Fehler mit denen übereinstimmen, welche innerhalb des *Kepler*-Moduls „Photometrische Analyse“ bestimmt wurden.

Der photometrische Schwerpunkt über der Zeit in einer Stern-Pixelmaske wird als astrometrische Spur des Sterns bezeichnet (AS). Die astrometrischen Spuren für einzeln betrachtete Detektor-Achsen zeigen, dass die Sterne eine gegenüber ihrem Positions-Messfehler signifikante Bewegung auf dem Detektor vollziehen. Diese Bewegung ist grundsätzlich als eine Überlagerung der Eigenbewegung der Sterne, der Parallaxe, der scheinbaren Bewegung durch ständige Positions- und Pointing-Korrekturen sowie Verzerrungen durch differentielle Geschwindigkeits-Aberation zu betrachten. Bis auf die Eigenbewegungen der Sterne und die Parallaxe können die flugtechnisch bedingten Bewegungen auf dem Detektor größtenteils ausgeglichen werden. Abb. 4.13 zeigt die Positionen und die zugehörigen Bewegungsspuren (in grau) der betrachteten Sterne für das CCD-Module-Output-Paar 2.1 für das Beobachtungsquartal 01. Zur besseren Veranschaulichung wurde für Abb. 4.13 für jede der astrometrischen Spuren (AS) ein positionsabhängiger Offset abgezogen. In X-Richtung entspricht der Offset einer Bewegungsspur AS

$$offset_x = median(AS_x) \cdot (1 - 1/1150). \quad (4.7)$$

Aus der Offset-Korrektur folgt eine Normierung der Achsen auf einen Wert von 1 Pixel (ursprüngliche Detektorgröße 1150x1080 Pixel).

⁽¹⁸⁾Die PC-Matrix enthält Informationen über Detektordrehungen und Detektorverzerrungen gegenüber dem Weltkoordinatensystem

Zu erkennen ist in Abb. 4.13, dass die Bewegungen der Sterne im Subpixelbereich stattfinden. Viele Sterne haben eine besonders ähnliche Bewegungsspur. Bei einigen Sternen kann die Position für einen kurzen Moment springen. Dieses Verhalten kann durch Flares, systematische Effekte, Cosmics oder nicht beseitigte Auslesepuren von z. B. saturierten Sternen verursacht werden.

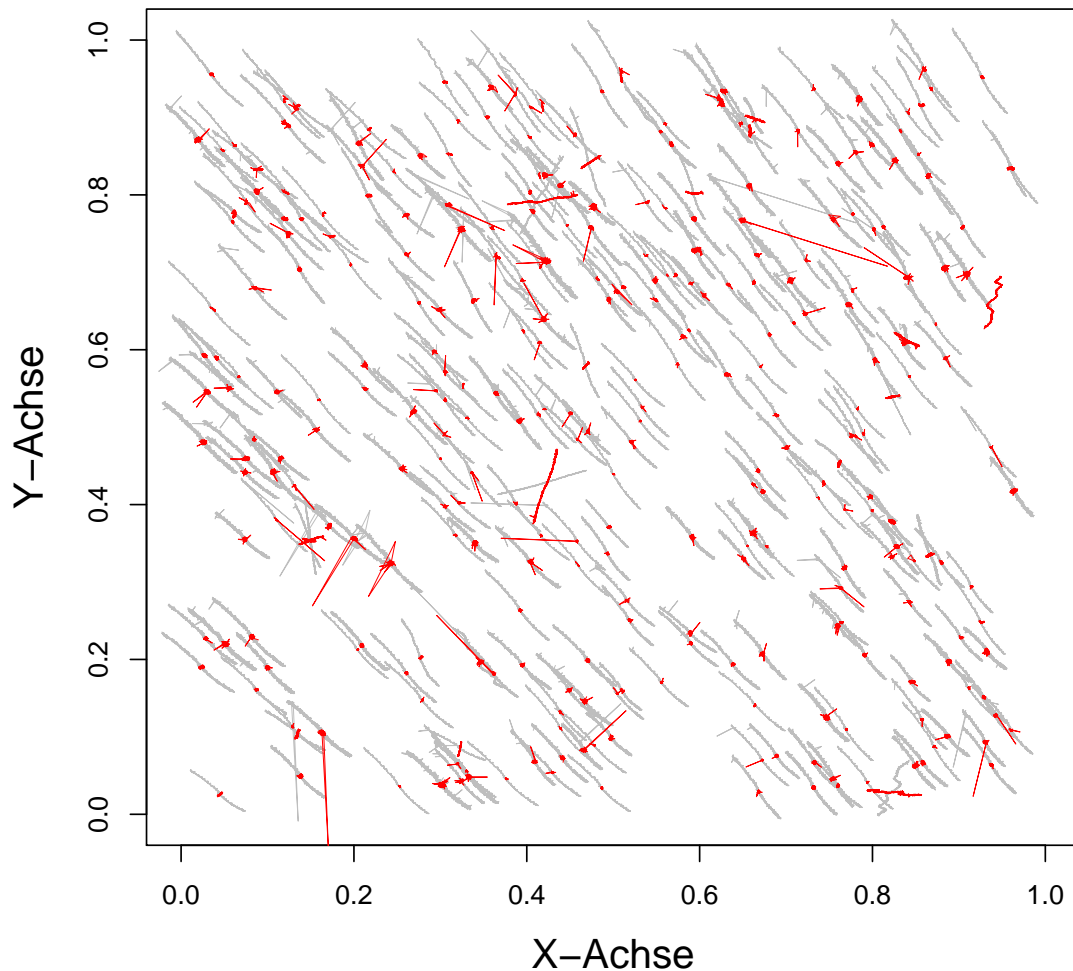


Abbildung 4.13: Bewegungsspuren sonnenartiger *Kepler*-Sterne für das Beobachtungsquartal 01 für das CCD-Module-Output-Paar 2.1 (graue Kurven). Nach dem Zurückrechnen der Bewegungen mittels Autokorrelation entstehen punktförmige Gebilde. Zur besseren Darstellung der Bewegungen wurden die Detektorachsen auf einen Wert von 1 Pixel normiert.

Im Rahmen der astrometrischen Analyse ist die Auswerteroutine **KAAC**⁽¹⁹⁾ (**K**epler **A**strometrie with **A**uto-**C**orelation) am AIU Jena entstanden. Dieses Programm umfasst eine neuartige Methode, um die Positionsbewegung jedes einzelnen Sterns auf dem Detektor zu rekonstruieren. Unbekannte systematische Effekte, welche zu astrometrischen Signalen führen, können durch einen Vergleich der Bewegungen verschiedener Sterne, bei denen diese Effekte ebenfalls präsent sind, ausgeglichen werden. Die signifikanten Bewegungen in Abb. 4.13 können durch Abzug von rekonstruierten Signalen in radialsymmetrische Erscheinungsformen mit deutlich kleineren Ausdehnungen überführt werden (rote Datenpunkte), welche die Funktionsweise der Methode sehr gut bestätigen. Durch die Überführung in radialsymmetrische Verteilungen kann für die meisten Sterne innerhalb eines Beobachtungsquartals eine zweidimensionale Gaußverteilung an die astrometrischen Daten angepasst werden, worüber die mittlere Position sowie die Standardabweichungen für beide Detektorachsen bestimmt werden. Durch Vergleichen der mittleren Sternposition mit der Position zu Zeiten der mutmaßlichen Flares, kann eine statistische Abweichung von der mittleren Position in Einheiten der Standardabweichung σ ermittelt werden.

Für jeden Stern eines CCD-Module-Output-Paares werden 10 KIC-Objekte innerhalb des selben CCD-Module-Output-Paares ausgewählt, welche eine besonders ähnliche Bewegung auf dem Detektor vollziehen. Als Kriterium dienen die Standardabweichungen für die Zeitreihen der räumlichen Abstände zu allen Vergleichssterne. Die Standardabweichungen entsprechen dem geometrischen Mittel der Standardabweichungen für die einzelnen Detektorachsen. Aus den zeitlichen Verläufen der Photozentren der 10 ausgewählten Sterne wird eine Referenzbewegung konstruiert, für deren Berechnung die Photozentren der Sterne unterschiedlich gewichtet werden. Die initiale Wichtung ist für alle Sterne gleich. In jedem weiteren Iterationsschritt entspricht die Wichtung eines ausgewählten Vergleichssterne der reziproken Standardabweichung der Residuen zwischen iterativ konstruierter Referenzbewegung und der Bewegungsspur des Sterns. Sterne mit einer geringen Abweichung von der Referenzbewegung bekommen dadurch eine größere Wichtung. Diese Prozedur wird so lange ausgeführt, bis sich die Wichtung der Sterne im Mittel um weniger als 1% im Vergleich zum vorigen Iterationsschritt ändert. Aus Gründen einer schnelleren Konvergenz wurde eine einfache Wichtung durchgeführt.

Die KAAC-Methode wurde mit anderen Methoden verglichen. Anhand der Bewegungen einzelner Referenzsterne auf dem gesamten Detektor wurden innerhalb der

⁽¹⁹⁾geschrieben in der freien Programmiersprache **R** für statistische Datenanalyse (R Core Team, 2015)

Kepler-eigenen Software Polynome entlang der einzelnen Detektorachsen definiert, wodurch die Bewegungen der untersuchten Sterne durch Inter- und Extrapolation über Gradienten abgeschätzt wurden. Diese vorhergesagten Bewegungen sind in den FITS-Dateien der Sterne tabelliert und können von den berechneten Photozentren der Sterne für jeden Zeitstempel abgezogen werden.

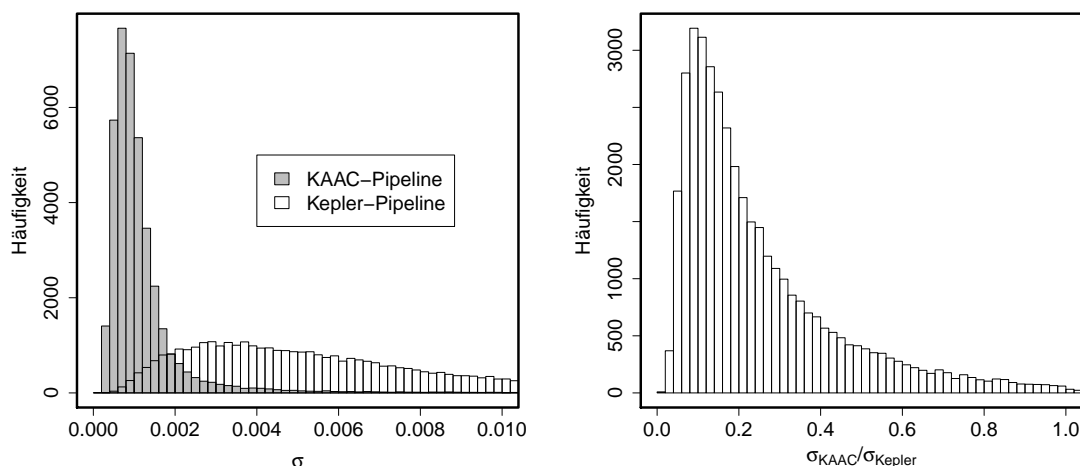


Abbildung 4.14: Genauigkeit der mittleren Positionsbestimmung sonnenartiger *Kepler*-Sterne für das Beobachtungsquartal 01 für das CCD-Module-Output-Paar 2.1. Dargestellt ist die Sternenhäufigkeit über der Standardabweichung der Positionsbestimmung in Millibogensekunden (links). Bei der KAAC-Methode haben deutlich mehr Sterne eine deutlich kleinere Standardabweichung. Dieser Sachverhalt drückt sich auch in der Darstellung der Häufigkeit über dem Verhältnis $\sigma_{KAAC}/\sigma_{Kepler}$ aus, welches fast ausschließlich kleiner als 1 ist.

In Abb 4.14 sind die Residuenstreuungen der berechneten Photozentren nach Abzug der ermittelten Positionskorrekturen für die *Kepler*-Methode und die KAAC-Methode gegenübergestellt. Es zeigt sich eine deutliche Verkleinerung der Residuenstreuung bei Verwendung der KAAC-Methode gegenüber der *Kepler*-Methode. Bis auf wenige Ausnahmen kann die Position eines Sterns für ein Beobachtungsquartal auf weniger als drei Millipixel genau rekonstruiert werden. Die Zeitreihen der Photozentren werden in ASCII-Dateien abgespeichert, sodass zu einem späteren Zeitpunkt auf diese Daten zurückgegriffen werden kann.

Für einen Vergleich des astrometrischen Schwerpunktes während eines Flares mit der mittleren Position eines Sterns pro Beobachtungsquartal werden Datenpunkte mit einer Zeitdifferenz von ± 1 h um die Zeit des Flare-Maximums verwendet. Führt ein

Flare zu einem astrometrischen Signal von mehr als 5σ , so wird das Flare-Ereignis als Falschdetektion interpretiert.

4.7 Ermittlung spezifischer Flare-Parameter

Auf den nächsten Seiten wird die Herangehensweise zur Bestimmung der bolometrischen Leuchtkräfte und Energien der zu betrachtenden Flare-Ereignisse näher erläutert und diskutiert. Der beobachtete Gehalt an zusätzlichen Photonen, welcher aufgrund der Prozesse während eines Flares erzeugt wird, kann durch die Beantwortung verschiedener physikalischer Fragestellungen erklärt werden:

1. Wo findet der Helligkeitsausbruch auf der Sternoberfläche statt?
2. Wie propagiert der Lichtstrahl eines Helligkeitsausbruchs zum Detektor?
3. Welche spektrale Energieverteilung haben die zusätzlichen Photonen?
4. Wie kann das System aus Stern und Flare als strahlende Objekte bezüglich ihrer Abstrahlcharakteristik modelliert werden?
5. Handelt es sich um eruptive Ereignisse entsprechend dem Standard-Flare-Modell oder steigt die Helligkeit allmählich und auf längeren Zeitskalen an („gradual flares“)? Die Ursache für „gradual flares“ kann eine allmähliche magnetische Rekombination in der Korona sein.

Bei der Beobachtung von allmählich ansteigenden Flares ist aufgrund der Entfernung der Sterne nicht auszumachen, ob es sich um eruptive Ereignisse auf der temporär nicht sichtbaren Hemisphäre eines Sterns handelt (z. B. stehende Fackeln, die sich ins Gesichtsfeld drehen) oder ob die Ereignisse tatsächlich nur langsam an Helligkeit zunehmen („gradual flares“).

Ein Flare-Ereignis wird im Detektor dann wahrgenommen, wenn ein zusätzliches Emissionsgebiet vor dem Hintergrund der photosphärischen Emission erscheint. Dieses kann innerhalb der scheinbaren Kreisscheibe des Sterns oder als eine Art Leuchtfackel an den Rändern der Sternscheibe, welche den effektiven Radius der Sterne etwas vergrößert, auftreten. Aufgrund der Eigendynamik während eines Flares und der beschriebenen Prozesse im Standard-Flare-Modell ist nicht zu erwarten, dass das zusätzliche Emissionsgebiet mit der gleichen Schwarzkörperkomponente wie der

Stern selbst strahlt. Bei der Beobachtung mit nur einem Filter ist die spektrale Energieverteilung der Flare-Ereignisse ohnehin nicht auszumachen. Man muss sich bei der Abschätzung der bolometrischen Leuchtkräfte und Energien deshalb auf bekannte Flare-Ereignisse auf der Sonne beziehen, bei denen bei einer Vielzahl von Ereignissen spektrale Energieverteilungen abgeschätzt und statistisch erfasst werden konnten.

Kretzschmar (2011) zeigte, dass die meisten Ereignisse auf der Sonne Weißlicht-Flares sind. Der Ausdruck „Weißlicht“ bezieht sich dabei auf die Präsenz eines Kontinuums im sichtbaren Spektralbereich. Weiterhin zeigte sich in dieser Studie, dass das Weißlicht-Kontinuum den Hauptanteil an der gesamten abgestrahlten Energiemenge der meisten Flares ausmacht ($\approx 70\%$). Dieses Kontinuum ist für Sonnenflares im Mittel mit einer Schwarzkörperstrahlung bei $\sim 9\,000\text{ K}$ verträglich. Dieser Sachverhalt bezieht sich in Kretzschmar (2011) auf die leuchtstärkeren Sonnen-Flares mit den Flare-Klassen C bis X.

Weitere Studien zeigten, dass auch bei späten Spektraltypen (M-Zwergen) Flares mit dieser oder ähnlicher Schwarzkörperkomponente auftreten können (Kowalski u. a., 2010; Hawley u. a., 2003). Es wird angenommen, dass der Strahlungsfluss, der bei der Erzeugung harter Röntgenstrahlung auch in innere Schichten eines Sterns transportiert wird, durch die zunehmende optische Dichte derart geblockt wird, dass optische Strahlung entstehen kann. Die genauen Vorgänge innerhalb der turbulenten Atmosphäre und Fleckenumgebung sind jedoch nicht vollständig geklärt (Benz, 2008). Möglicherweise spielen auch bisher unbekannte Phänomene bei der Erzeugung des Weißlichtanteils eine Rolle.

Die in dieser Arbeit detektierten Flare-Ereignisse sind deutlich energiereicher als die bekannten Sonnenflares. Damit verbunden sind vermutlich stärkere Magnetfelder und größere Sternflecken. Die bolometrischen Leuchtkräfte und Energien werden hier mit einer Schwarzkörperkomponente von $10\,000\text{ K}$ abgeschätzt (Maehara u. a., 2012; Shibayama u. a., 2013, identische Methode). Flare-Energien für eine andere Schwarzkörperkomponente können aus den ermittelten Energien sehr einfach über die T^4 -Abhängigkeit umgerechnet werden. Es gibt ohnehin einen großen Toleranzbereich für mögliche Schwarzkörperkomponenten der Flares. Der Fehler der Flare-Leuchtkräfte und -Energien ergibt sich aus den Unsicherheiten von $\log(g)$ und T_{eff} aus dem Kepler-Input-Katalog. $\Delta \log(g)$ wird in der Studie von Brown u. a. (2011) mit $0,4\text{ dex}$ und T_{eff} mit einer Unsicherheit von $\pm 200\text{ K}$ angegeben. Daraus ergeben sich Unsicherheiten für die Leuchtkräfte L_{flare}^{bol} und Energien E_{flare}^{bol} von über 100% . Mit Be-

zug auf Abb. 7b in Brown u. a. (2011) wurde ein Wert von 0,3 dex als 1σ Unsicherheit für $\Delta \log(g)$ verwendet. Die Unsicherheiten für L_{flare}^{bol} und E_{flare}^{bol} verringern sich dadurch auf etwa 85 %. Eine Verringerung der Unsicherheiten von $\log(g)$ und T_{eff} kann nur durch detailliertere, individuelle spektroskopische Nachbeobachtungen erreicht werden, welche für den Großteil der untersuchten Sterne bisher nicht durchgeführt wurden.

Bei der Bestimmung der bolometrischen Leuchtkräfte und Energien werden die Emissionsgebiete des Sterns und des Flares als getrennte Objekte betrachtet. Zwei unterschiedliche Methoden wurden verwendet, um die Werte zu ermitteln.

4.7.1 Bestimmung über *Kepler*-Transmissionskurve

Bei der ersten Methode werden die Transmissionskurve des *Kepler*-Filters⁽²⁰⁾ und die im Optischen beobachteten Flüsse des Sterns L'_\star und des Flares L'_{flare} verwendet. Aus dem Flussverhältnis zwischen Stern und Flare kann auf die effektiv strahlende Fläche des Flares A_{flare} geschlossen und L_{flare}^{bol} und E_{flare}^{bol} über das Planck-Gesetz ermittelt werden.

$$L'_\star = \int R_\lambda B_{\lambda(T_{eff})} d\lambda \cdot \pi R_\star^2 \quad (4.8)$$

$$L'_{flare} = \int R_\lambda B_{\lambda(T_{flare})} d\lambda \cdot A_{flare} \quad (4.9)$$

$$\Delta F = \frac{L_{flare}}{L_\star} \quad (4.10)$$

λ ist die Wellenlänge, R_λ die Transmissionskurve des *Kepler*-Filters und $B_{\lambda(T)}$ die Planck-Kurve zur entsprechenden Temperatur T . Die effektiv strahlende Fläche des Flare-Ereignisses ergibt sich durch Umstellen zu

$$A_{flare} = \Delta F \pi R_\star^2 \frac{\int R_\lambda B_{\lambda(T_{eff})} d\lambda}{\int R_\lambda B_{\lambda(T_{flare})} d\lambda} \quad (4.11)$$

und die bolometrische Leuchtkraft des Flares durch Einsetzen in das Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$L_{flare}^{bol} = \sigma_{SB} T_{flare}^4 A_{flare} . \quad (4.12)$$

σ_{SB} ist die Stefan-Boltzmann-Konstante. Bei der Berechnung der Leuchtkräfte wur-

⁽²⁰⁾[http : //keplergo.arc.nasa.gov](http://keplergo.arc.nasa.gov)

den die Integrale in Formel (4.11) numerisch mit einer Schrittweite von $\Delta\lambda = 1$ nm berechnet. Die Schrittweite ist durch die Filter-Kurve in hoher spektraler Auflösung vorgegeben.

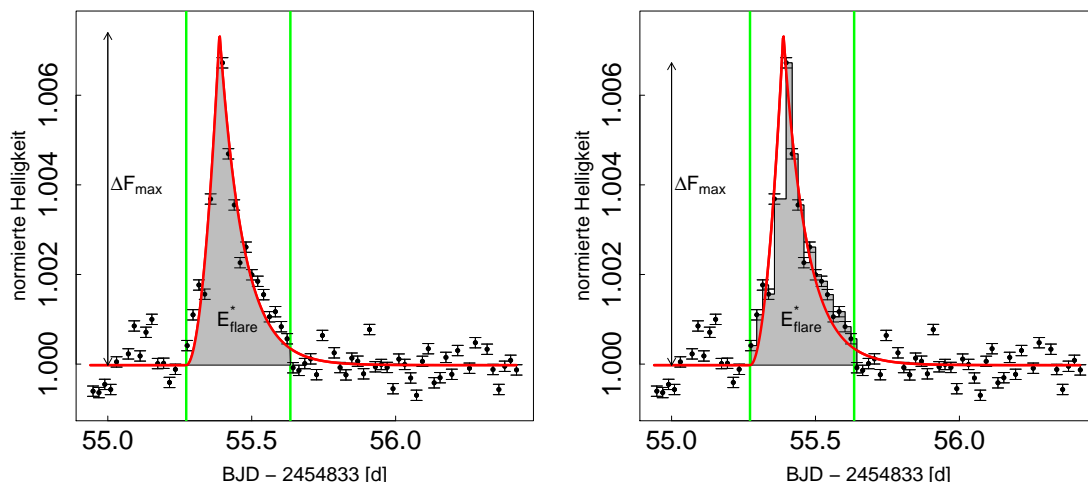


Abbildung 4.15: Analytische (links) und numerische (rechts) Bestimmung der bolometrischen Flare-Leuchtkräfte über ΔF_{\max} und der Flare-Energien über die grau eingefärbten Flächen E_{flare}^* . Im Falle einer Parameter-Entartung können die hier etwa gleich großen dargestellten analytischen und numerischen Flächen drastisch voneinander abweichen.

Die Leuchtkraft gibt die abgestrahlte Leistung an und ist eine Funktion der Zeit. Der Wert ΔF ist für jeden Zeitstempel der Lichtkurve zu bestimmen. Abb. 4.15 zeigt ein Flare-Ereignis mit einem gefitteten Flare-Modell (rote Kurve). Die grünen vertikalen Linien zeigen Flare-Beginn und Flare-Ende. Die gefitteten Flare-Parameter des Modells werden genutzt, um ΔF , also $L_{\text{flare}}^{\text{bol}}$, und $E_{\text{flare}}^{\text{bol}}$ zu bestimmen. Diese Werte wurden sowohl analytisch als auch numerisch bestimmt. Bei der analytischen Berechnung entspricht der Wert ΔF eines Zeitstempels dem Wert des Fitmodells an demselben Zeitstempel, vermindert um den Wert des gefitteten Normallichts. Die bolometrische Flare-Energie entspricht dem Integral von Gleichung (4.12) von Flare-Beginn bis Flare-Ende, wobei die Funktion $\Delta F = \Delta F(t)$ durch das Flare-Modell nach Abzug des Normallichts zu ersetzen ist.

Für die numerische Berechnung dienen die Parameter t_1 und t_{end} aus dem Fitmodell als Intervallgrenzen. Die Werte ΔF sind identisch mit den Werten der Datenpunkte nach Abzug des Normallichts (Fitmodell). Die numerisch errechnete bolometrische Flare-Energie entspricht der Summe aller Datenwerte abzüglich des Normallichts zwi-

schen t_1 und t_{end} , multipliziert mit der mittleren zeitlichen Auflösung von 29,4 min.

Der Unterschied zwischen analytisch und numerisch berechneter Flare-Energie kann in Abb. 4.15 exemplarisch für ein Flare-Ereignis anhand der grau eingefärbten Regionen E_{flare}^* verdeutlicht werden. Beide Flächen haben hier eine ähnliche Größe, da die Amplitude des Flare-Modells ungefähr dem größten Datenwert entspricht. In manchen Fällen kann es aufgrund der schlechten zeitlichen Auflösung der *Kepler*-Daten zu einer Modell-Entartung kommen. Dann kann die angepasste Flare-Amplitude mehr als doppelt so groß werden wie die numerische Amplitude. Rein aus der objektiven Betrachtung der angepassten Modelle sind die numerischen Werte in den meisten Fällen zu bevorzugen, wobei zu berücksichtigen wäre, dass das Flare-Maximum bei einem besser auflösenden Instrument deutlich höher sein kann, falls *Kepler*-Beobachtungen zu stark geglättet sind. Für jeden Helligkeitsausbruch wird der Maximalwert ΔF_{max} herangezogen, um die maximale bolometrische Leuchtkraft als spezifische Leuchtkraft für jedes Flare-Ereignis zu bestimmen und zu archivieren.

Neben der bolometrischen Leuchtkraft und Energie wurde für jedes Flare-Ereignis auch die Äquivalentdauer d_{equ} bestimmt. Die Äquivalentdauer gibt an, wieviel Zeit ein Stern mit seinem durchschnittlichen Abstrahlungsvermögen benötigt, um dieselbe Energiemenge abzustrahlen, die während des Helligkeitsausbruchs freigesetzt wird.

4.7.2 Bestimmung über das Entfernungsmodul

Der Kepler-Input-Katalog und externe Kataloge können ebenfalls genutzt werden, um bolometrische Werte über das Entfernungsmodul zu bestimmen. Der Nachteil gegenüber der Bestimmung über die *Kepler*-Transmissionskurve besteht darin, dass die Methode auf viele weitere, mit Unsicherheiten behaftete Parameter angewiesen ist und einige Annahmen getroffen werden müssen. Die Methode ist z. B. auf Atmosphärenmodelle (Bessell u. a., 1998) angewiesen, um bolometrische Korrekturen auf der Grundlage der KIC-Parameter und der angenommenen Schwarzkörper-Temperatur der Flares von 10 000 K durchzuführen.

Über T_{eff} und R_\star aus dem Kepler-Input-Katalog wird die bolometrische Leuchtkraft des Sterns berechnet. Diese hat aufgrund der intrinsischen Unsicherheiten bereits einen Fehler von 85 %. Mit der absoluten Helligkeit M_\odot^{bol} und der Leuchtkraft L_\odot^{bol} der Sonne (Unsöld & Baschek, 2002) kann über

$$M_\star^{bol} = M_\odot^{bol} - 2,5 \cdot \log \left(\frac{L_\star^{bol}}{L_\odot^{bol}} \right) \quad (4.13)$$

die absolute Helligkeit M_{\star}^{bol} des Sterns bestimmt werden. Die scheinbare bolometrische Helligkeit m_{\star}^{bol} wird durch eine bolometrische Korrektur (BC) im K-Band unter Zuhilfenahme der K-Band-Helligkeit von 2 MASS (Cutri u. a., 2003; Brown u. a., 2011) sowie der Verwendung des zu T_{eff} und $\log(g)$ passenden BC-Koeffizienten aus Bessell u. a. (1998) ermittelt. Die Entfernung eines Sterns ergibt sich durch die bekannte Entfernungs-Relation

$$\frac{r}{10pc} = 10^{0,2 \cdot (m - M - A_v)} . \quad (4.14)$$

A_v ist die interstellare Extinktion und wird im Kepler-Input-Katalog angegeben. Unter der Annahme, dass der Stern und das Emissionsgebiet des Helligkeitsausbruchs ein System aus zwei unabhängigen Strahlungsquellen bilden ($F_{gesamt} = F_{\star} + F_{flare}$), kann eine separate *Kepler*-Magnitude für das Flare-Ereignis errechnet werden:

$$m_{flare}^{K_p} = m_{\star}^{K_p} - 2,5 \cdot \log(\Delta F) \quad (4.15)$$

Aus Brown u. a. (2011) und Smith u. a. (2002) folgt, dass der Farbindex ($K_p - V$) zwischen *Kepler*-Magnitude und der V-Band-Magnitude im Johnson-Cousins-System (Bessell u. a., 1998) für einen G2V-Stern bei etwa 0,065 mag liegt. Dieser Korrekturwert wurde für alle Sterne verwendet, um eine bolometrische Korrektur der Flare-Magnitude im V-Band durchzuführen (Bessell u. a., 1998).

Die Formeln (4.13) und (4.14) können nun erneut genutzt werden, um die absolute Helligkeit des Flare-Ereignisses und die bolometrische Leuchtkraft zu berechnen (Ergebnisse siehe Abschnitt 5.2). Dabei wird vorausgesetzt, dass für das Flare-Ereignis die gleiche Extinktion vorliegt, wie für den Stern. Die bolometrische Flare-Energie kann dann in gleicher Weise berechnet werden wie unter 4.7.1.

4.7.3 Frequenzanalyse der Lichtkurven zur Bestimmung von Rotationsperioden

Ein für die Anwendung von Gyrochronologie und im Hinblick auf Vollständigkeit notwendiger Bestandteil der Arbeit ist die Erstuntersuchung von Rotationsperioden für 5 367 Sterne. In der Studie von McQuillan u. a. (2014) wurden bereits für ca. 34 000 *Kepler*-Sterne Rotationsperioden mittels Autokorrelation bestimmt. Eine Kreuzkorrelation der KIC-Nummern dieser Objekte mit dem Sternenkatalog dieser Arbeit brachte eine Übereinstimmung für 6 346 Sterne. Ein Abgleich mit den in McQuillan u. a. (2014) angegebenen Sternen ohne signifikante Detektion von Rotationsperioden erzeugte

eine Übereinstimmung in 36 762 Fällen. In der Differenz blieben somit 5 367 Sterne übrig, bei denen noch keine Periodensuche unternommen wurde. Als notwendige Kriterien für eine erfolgreiche und signifikante Periodendetektion wurden folgende Punkte festgelegt:

- Ein reguläres Schlagmuster von Fleckenaktivität muss sichtbar sein (Amplitudenmodulation, Phasenversätze in der Lichtkurve, aktive Zeiten, inaktive Zeiten).
- Das periodische Signal muss in einer Lichtkurve über mehrere Zyklen nachweisbar sein und sich ggf. wiederholen.
- Signifikante Peaks und ggf. „Harmonische“ müssen im Lomb-Scargle-Periodogramm auftreten.

Die ersten beiden Kriterien richten sich an die in McQuillan u. a. (2014) gestellten Bedingungen, wobei die in McQuillan u. a. (2014) verwendete Autokorrelation hier nicht genutzt wurde. Die Periodendetektion erfolgte über eine visuelle Inspektion der Lichtkurven, Lomb-Scargle-Fourier-Analyse (LS) sowie eine Gabor-Transformation (dynamische Lomb-Scargle-Analyse DLS). Anhand visueller Inspektionen der gesamten Lichtkurven und der zugehörigen LS-Periodogramme wurde im ersten Schritt zwischen signifikanten Periodendetektionen (Abb. 4.16a), nicht signifikanten Detektionen (Abb. 4.16b) und zweifelhaften Detektionen (Abb. 4.16c) unterschieden. Zweifelhafte Detektionen können Fälle sein, bei denen entweder die Fleckenmodulationsamplitude zu klein ist oder die im LS-Periodogramm dominante Frequenz nicht der mutmaßlichen Rotationsfrequenz entspricht.

Zur besseren Veranschaulichung wurden die Lichtkurven in Abb. 4.16 mit einem Savitzky-Golay-Filter mit einer Filterordnung $n = 3$ geglättet (blaue Kurven). Bei einer signifikanten Periodendetektion wird stets die innerhalb eines Ensembles von Harmonischen kleinste Frequenz als Rotationsfrequenz verwendet. Höhere Harmonische werden in der Regel durch zusätzliche Flecken erzeugt, welche die tatsächliche Rotationsfrequenz verdoppeln, verdreifachen und weiter vervielfachen können.

Die zweifelhaften Fälle wurden mit einer Gabor-Transformation nachuntersucht. Bei einer Gabor-Transformation wird ein Zeitsignal mit einer gaußförmigen Fensterfunktion festgelegter Breite gefaltet und anschließend Fourier-transformiert. Durch Translation des Gaußfensters entlang der Zeitachse kann ein Zeitsignal komplett abgetastet werden.

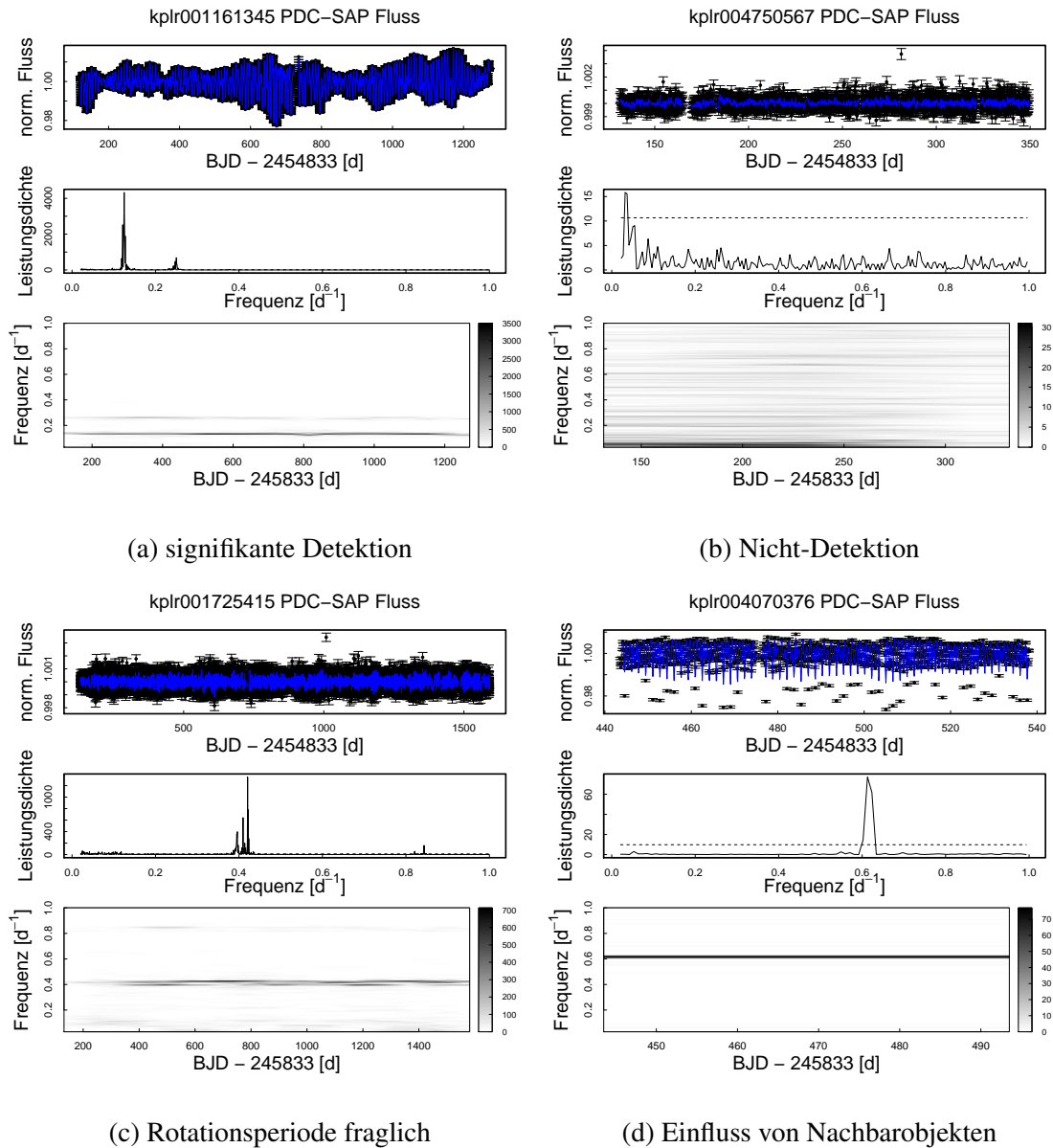


Abbildung 4.16: Darstellung von Fallbeispielen, welche bei der Frequenzanalyse auftreten können. a) signifikante Periodendetektion mit deutlichen Anzeichen von Fleckenmodulation, b) nicht signifikante Detektion mit Unauffälligkeiten im LS- und dynamischen Periodogramm, c) zweifelhafte Detektion mit einer Gabor-Transformation, welche auf rotationsbedingte Variabilität hindeutet, d) signifikante Detektion, verursacht durch zusätzliche Photonen von einem Nachbarobjekt

Die Faltung mit einem Gaußfenster bewirkt, dass nur ein zeitlich eng begrenzter Bereich der Lichtkurve um die Mitte des Gaußfensters wesentliche spektrale Informationen bei der Fouriertransformation beisteuert. Dadurch erhält man zeitaufgelöste Frequenzinformationen mit einer Zeitauflösung von etwa der Halbwertsbreite der Fensterfunktion. Diese zeitaufgelösten Frequenzinformationen können in einem dynamischen LS-Periodogramm (DLS) visualisiert werden.

Durch die Gabor-Transformation wurde überprüft, ob eine im LS-Periodogramm auftretende und signifikante Frequenz nur als quasiperiodische Oszillation (nur eine bis wenige Schwingungen einer Frequenz mit einer signifikanten Spitze im LS-Periodogramm) auftritt oder im betrachteten Beobachtungsintervall über mehrere Zyklen präsent ist bzw. reproduziert wird. Im Falle quasiperiodischer Oszillationen wird eine nicht signifikante Rotationsperiode diagnostiziert. Für alle zweifelhaften Fälle, bei denen das dynamische Periodogramm deutlichere Hinweise auf rotationsbedingte Variabilität zeigt (siehe notwendige Kriterien, gleicher Abschnitt), wird die zutreffende Rotationsfrequenz interaktiv ermittelt. Dazu wird der höchste LS-Peak in einer kleinen Umgebung um eine interaktiv festgelegte Mittenfrequenz verwendet.

Es gibt weiterhin Fallbeispiele, bei denen eine signifikante Periodendetektion stattgefunden hat, welche für die sich anschließende Altersbestimmung über Gyrochronologie aber nicht berücksichtigt wurden. Abb. 4.16d zeigt ein solches Beispiel. Die Lichtkurve zeigt deutliche unregelmäßige Helligkeitseinbrüche, welche ein Hinweis für zusätzliche Objekte innerhalb der optimalen Apertur sind. Solche Muster werden im LS-Periodogramm bzw. in der dynamischen Darstellung über Gabor-Transformation nicht erkannt, sodass eine visuelle Inspektion der Lichtkurven unumgänglich ist.

Für die in der eben beschriebenen Frequenzanalyse notwendigen Analysetechniken wurden die bereits implementierten Funktionen `savitzkyGolay()` und `lsp()` der freien Programmiersprache **R** für statistische Datenauswertung (R Core Team, 2015) verwendet.

4.7.4 Bestimmung des Alters der Sterne über Gyrochronologie

In den Studien von Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) wurde eine Unterklasse von Sternen ausgewählt, welche aufgrund ihrer Eigenschaften als besonders sonnenartig gilt. Gemeint sind *Kepler*-Sterne mit $5600 \leq T_{eff} \leq 6000$ K, $\log(g) \geq 4,0$ und langen Rotationsperioden von $P_{rot} \geq 10,0$ d.

Die Nutzung von Sternen mit langen Rotationsperioden für einen Vergleich mit

der Sonne zielt auf die Erfahrungen aus der Gyrochronologie ab. Die Gyrochronologie ist ein Verfahren, bei dem aus der Messung der Rotationsperiode eines Sterns auf dessen Alter geschlossen wird (Skumanich, 1972). Dabei kommt die Eigenschaft zum Tragen, dass die Rotation eines Sterns in einem sehr frühen Stadium zunächst schneller wird (z. B. nach Auflösen der proto-stellaren Scheibe), anschließend durch stellare Winde und Abgabe von Drehimpuls herunterbremsst (Bouvier u. a., 1997), und die Rotationsperiode somit eine altersempfindliche und messbare Observable darstellt. Weiterhin zeigt sich, dass initiale Unterschiede in den Rotationsperioden von jungen Sternen mit ähnlicher Masse wie die Sonne im Laufe der Sternentwicklung keine Rolle mehr spielen, sodass in einem späteren Entwicklungsstadium ein bei gegebener Masse nahezu einheitlicher Zusammenhang zwischen Alter und Rotationsperiode besteht (Bouvier u. a., 1997; Barnes, 2007). Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) haben mit der Nutzung von Sternen mit langsamer Rotation nur eine grobe Altersdifferenzierung der Sterne durchgeführt. Laut der Skumanich-Beziehung ($P \propto 1/\sqrt{t_{gyro}}$) liegt das Alter von Sternen mit $P_{rot} \geq 10,0$ d etwa in derselben Größenordnung wie die Sonne⁽²¹⁾ ($P_{rot} \approx 25$ d).

Laut Barnes (2007) ist die Rotationsperiode eines Sterns in erster Ordnung von dessen Alter und Masse abhängig, sodass die Erfassung dieser Abhängigkeiten eine Altersabschätzung für einen erheblichen Anteil an Hauptreihensternen und gleichermaßen auch für Feldsterne erlaubt. Die Abhängigkeit von der Masse wird in Barnes (2007) in Form einer Farb-Abhängigkeit $P \propto f(B - V)$ ausgedrückt. In dieser Arbeit wird die Beziehung

$$\log(t_{gyro}) = \frac{1}{n} \{ \log(P_{rot}) - \log(a) - b \times \log(B - V_0 - 0,4) \} \quad (4.16)$$

mit

$$n = 0,519 \pm 0,007 \quad (4.17)$$

$$a = 0,773 \pm 0,011 \quad (4.18)$$

$$b = 0,601 \pm 0,024 \quad (4.19)$$

von Barnes (2007) genutzt, um die Sterne anhand ihres gyrochronologischen Alters etwas genauer zu klassifizieren. $(B - V)_0$ ist die Eigenfarbe eines Sterns, welche für Hauptreihensterne mit der Masse in einem festen Zusammenhang steht. Im Gesichts-

⁽²¹⁾<http://wso.stanford.edu/words/Coordinates.html>

feld von *Kepler* befinden sich nur einige wenige offene Sternhaufen mit jeweils geringer Ausdehnung, sodass davon ausgegangen wird, dass die meisten der untersuchten Sterne Feldsterne sind. Gyrochronologie bietet z. B. gegenüber dem Anpassen der Hauptreihe den Vorteil, dass das Alter für individuelle Objekte bestimmt werden kann und nicht auf Sternhaufen beschränkt ist. Außerdem ist die Methode sensitiv für Sterne, welche sich auf der Hauptreihe befinden und dort ihre spektralen Eigenschaften über einen sehr langen Zeitraum nur geringfügig verändern.

Mit der Technik ist allerdings ein Fehler von etwa 15% zuzüglich systematischer Fehler verbunden. Als Eigenfarben wurden die zu T_{eff} und $\log(g)$ passenden tabellierten Werte $(B - V)_0$ aus der Studie von Bessell u. a. (1998) verwendet. Aus der Unsicherheit der KIC-Werte resultiert ein weiterer Fehler zur Altersbestimmung.

5 Ergebnisse

5.1 Abschätzung der Genauigkeit der KIC-Parameter durch einen Vergleich mit externen Katalogdaten

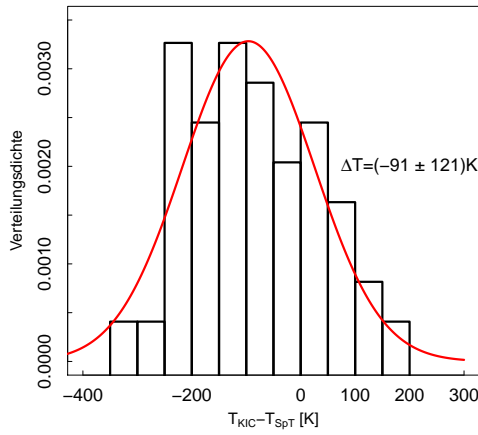
In der Studie von Molenda-Żakowicz u. a. (2013) wurden 169 vorläufig bekannte F-, G-, K- und M-Zwerge aus dem *Kepler*-Gesichtsfeld spektroskopisch nachbeobachtet. Ziel dieser Beobachtung war eine genauere Abschätzung von stellaren, atmosphärischen Parametern wie der Temperatur T_{eff} , der Oberflächenschwerkraft $\log(g)$, der Metallizität $[Fe/H]$, der projizierten Oberflächengeschwindigkeit $v \sin i$ und des genauen Spektraltyps aus hoch aufgelösten Spektren mit hohem Signal-Rausch-Verhältnis. Dazu wurden zwei unterschiedliche spektroskopische Methoden angewendet: ROTFIT und ARES+MOOG. Die ROTFIT-Methode (Frasca u. a., 2003) basiert auf einem Vergleich des Stern-Spektrums mit einem Raster an Referenz-Spektren; die ARES+MOOG-Methode⁽²²⁾ (Sousa u. a., 2007) auf der Messung der Äquivalentbreiten von Fe I und Fe II.

Die KIC-Nummern der Sterne in Molenda-Żakowicz u. a. (2013) wurden mit dem in dieser Arbeit verwendeten Katalog von 48 000 vorläufig sonnenartigen *Kepler*-Sternen verglichen. Bei der ROTFIT-Methode konnte für 49 Objekte eine Übereinstimmung der KIC-Nummern gefunden werden, während bei der ARES+MOOG-Methode nur 38 Übereinstimmungen vorlagen. Der Grund dafür ist, dass diese 2. Methode in manchen Fällen aufgrund des Mangels an Spektrallinien nicht konvergieren konnte und somit keine Ergebnisse geliefert hat. Für alle in dieser Arbeit untersuchten Sterne, bei denen aus der Studie von Molenda-Żakowicz u. a. (2013) genauere atmosphärische Parameter vorliegen, wurden die stellaren Parameter mit den Daten aus dem Kepler-Input-Katalog verglichen. Die Abb. 5.1a, 5.1c, 5.2a und 5.2c zeigen einen Vergleich der Temperaturen und Oberflächenschwerkkräfte aus dem Kepler-Input-Katalog (T_{KIC} , $\log(g)_{KIC}$) und die über beide Methoden aus den Spektren ermittelten Werte

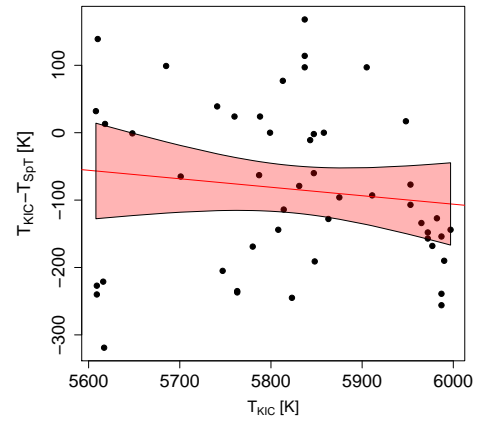
⁽²²⁾<http://www.as.utexas.edu/~chris/moog.html>

T_{SpT} und $\log(g)_{SpT}$. Darüber hinaus ist die Differenz dieser atmosphärischen Parameter über den KIC-Werten aufgetragen (Abb. 5.1b, 5.1d, 5.2b und 5.2d).

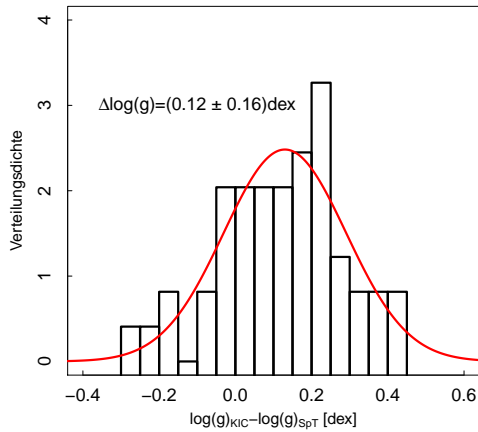
Die Verteilungen in Abb. 5.1a und 5.2a zeigen, dass die im Kepler-Input-Katalog bestimmten Temperaturen im betrachteten Spektralbereich tendenziell zu klein abgeschätzt wurden. Unter Verwendung der ROTFIT-Werte aus Molenda-Żakowicz u. a. (2013) besteht eine mittlere Abweichung zu den KIC-Werten aus Brown u. a. (2011) von (-91 ± 121) K (siehe Abb. 5.1a). Damit ist der 1σ Bereich dieser Abweichung $[-212 \text{ K}, 30 \text{ K}]$ immer noch sehr gut verträglich mit dem im Kepler-Input-Katalog angegebenen Fehler von $\Delta T_{eff} = 200 \text{ K}$. Der Vergleich mit den ARES+MOOG-Werten (Abb. 5.2a) zeigt eine deutlich größere mittlere Abweichung $(-290 \pm 158) \text{ K}$.



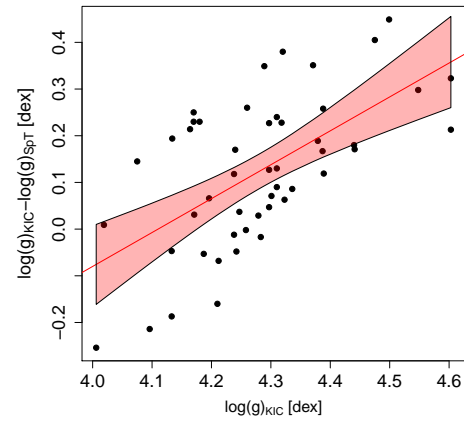
(a) Verteilungsdichte der Temperaturdifferenz



(b) Temperaturdifferenz als Funktion von T_{KIC}



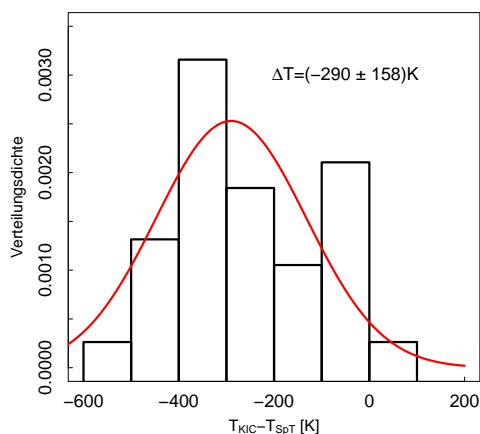
(c) Verteilungsdichte der $\log(g)$ -Differenz



(d) $\log(g)$ -Differenz über $\log(g)_{KIC}$

Abbildung 5.1: Parametervergleich zwischen KIC-Werten und ROTFIT-Werten.

Auffallend ist in Abb. 5.2b, dass der Betrag der Temperaturdifferenz mit zunehmender KIC-Temperatur ansteigt, während in Abb. 5.1b im Rahmen des geplotten 95%-Konfidenzintervalls keine Abhängigkeit besteht. Aus Molenda-Żakowicz u. a. (2013) geht hervor, dass bei der ARES+MOOG-Methode die gefitteten Temperaturen > 6000 K systematisch zu groß sind, was zu dem beobachteten Abstieg in Abb. 5.2b führt. In Abb. 5.2 sind mehr als 50% der Datenpunkte von dieser Aussage betroffen.



(a) Verteilungsdichte der Temperaturdifferenz

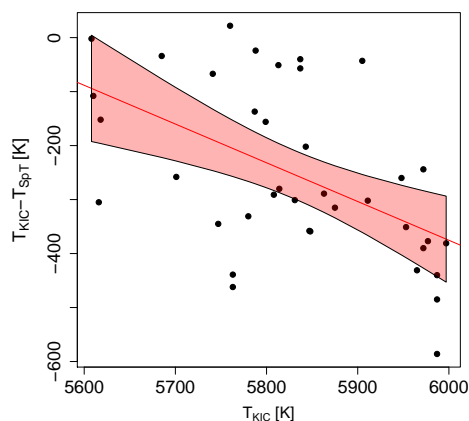
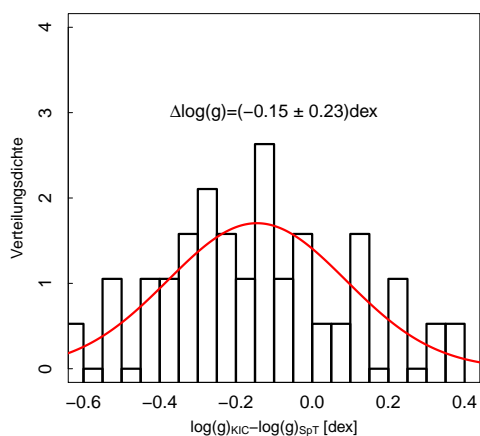
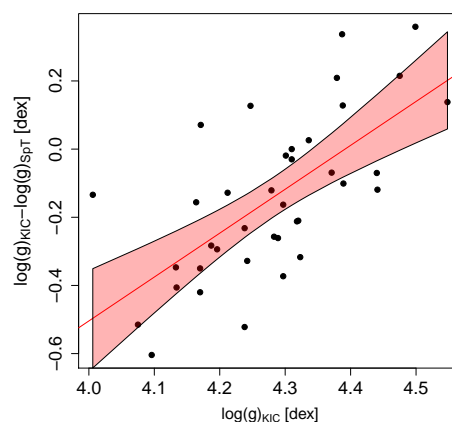

 (b) Temperaturdifferenz als Funktion von T_{KIC}

 (c) Verteilungsdichte der $\log(g)$ -Differenz

 (d) $\log(g)$ -Differenz über $\log(g)_{KIC}$

Abbildung 5.2: Parametervergleich zwischen KIC-Werten und ARES+MOOG-Werten.

Die ROTFIT-Daten aus Molenda-Żakowicz u. a. (2013) liefern eine größere Anzahl an Vergleichswerten und gleichzeitig auch vertrauenswürdige Vergleichswerte für den gesamten betrachteten Spektralbereich. Aus diesen Gründen liefern die Abweichungen zu den ROTFIT-Werten eine aussagekräftigere Statistik über die Genauigkeit der

KIC-Daten. Die 49 betrachteten Vergleichswerte stellen ein aus statistischer Sicht signifikantes Vergleichsportal dar. Im Mittel sind die KIC-Temperaturen um etwa 100 K zu klein abgeschätzt worden. Diese Diskrepanz ist auch im Rahmen der Standardabweichung von 121 K immer noch gut verträglich mit dem im Kepler-Input-Katalog angegebenen Temperatur-Fehler und rechtfertigt (auf der Grundlage dieses Vergleichs) die Aussage, dass die verwendeten Sterne im Mittel sonnenartige Temperaturen haben.

Aus dem Vergleich mit den $\log(g)$ -Daten aus Molenda-Żakowicz u. a. (2013) geht hervor, dass die KIC-Werte um $(0,12 \pm 0,16)$ dex zu groß abgeschätzt wurden (Abb. 5.1c). Diese Werte sind mit dem im Kepler-Input-Katalog angegebenen Fehler von $0,3 - 0,4$ dex ebenfalls verträglich und erlauben die Aussage, dass der Großteil der untersuchten Sterne sonnenartig ist. In Abb. 5.1d zeigt sich jedoch eine deutliche lineare Abhängigkeit der Werte-Differenz zwischen Werten aus Molenda-Żakowicz u. a. (2013) und Brown u. a. (2011). Bei 16% der untersuchten KIC-Sterne mit $\log(g) \geq 4,0$ dex liegt der angepasste Wert $\log(g)_{spT}$ geringfügig unter 4,0 dex.

Ein systematisch zu groß abgeschätzter $\log(g)$ -Wert wie im Kepler-Input-Katalog bedeutet, dass einem Stern ein im Mittel kleinerer Radius zugeordnet wird. Die KIC-Werte stützen also eher die Hypothese, dass die untersuchten Sterne Hauptreihensterne sind, während die Werte aus Molenda-Żakowicz u. a. (2013) zu eher größeren Radien und damit zu möglicherweise leicht entwickelten Sternen tendieren. Das eingangs erwähnte Fallbeispiel KIC011764567 in Abschnitt 1.3.2 ist genau so ein Fall, bei dem ein vorläufig als sonnenartig eingestufte Stern in Wirklichkeit ein entwickelter Stern mit $\approx 8R_{\odot}$ ist. Dieser Stern hat mit seiner hohen Flare-Aktivität maßgeblich zu einer Verfälschung der Flare-Statistik von sonnenartigen Sternen in Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) beigetragen. Das zeigt, dass einzelne Sterne aus der oben diskutierten Statistik herausfallen können und dass die Untersuchung von einzelnen Sternen trotz groß angelegter Untersuchungen weiterhin wichtig ist.

5.2 Ergebnisse aus der Flare-Detektion und Flare-Filterung

Insgesamt wurden 48 475 Sterne untersucht. Diese Sterne haben laut Kepler-Input-Katalog (Brown u. a., 2011) sonnenartige Eigenschaften mit $5600 \leq T_{eff} \leq 6000$ K und $\log(g) \geq 4,0$ dex. Für die Auswahl dieser Sterne wurde die Suchmaske des NA-

SA Exoplanet Archive⁽²³⁾ verwendet. Bei der Erstellung des Sternenkatalogs für diese Arbeit wurden zunächst keine Einschränkungen getroffen. Der Katalog enthielt daher zu Beginn auch Bedeckungsveränderliche, Transitkandidaten, Sterne mit bestätigten Transitplaneten, Sterne mit Transitsignalen von Nichtplaneten („Confirmed False Positives“) und bisher nicht kategorisierte Sterne. Eine Selektion nach einigen dieser Kriterien wurde später durchgeführt.

Aus der wavelet-basierten Detektionsmethode mit einem Detektionslimit von 3σ unter Berücksichtigung der nicht interpolierten Bereiche (genauere Informationen siehe Abschnitt 4.2.2) folgt (auch aus statistischer Sicht), dass für jeden untersuchten Stern Zeitstempel für potentielle Flare-Aktivität registriert wurden. Nach der Anwendung der Wavelet-Detektion wurden für die 48 475 Sterne insgesamt 24 327 852 Zeitstempel registriert. Das entspricht einem mittleren Wert von 585 potentiellen Zeitstempeln für Flare-Ereignisse pro Stern. An all diese Zeitstempel wurde das unter 4.3.2 beschriebene Flare-Modell angepasst und die dazugehörigen Flare-Parameter tabelliert. Aus diesen Flare-Parametern und den weiteren Informationen aus dem Kepler-Input-Katalog wurden die spezifischen Flare-Parameter Leuchtkraft, Energie und Äquivalentdauer ermittelt. Am AIU Jena existiert dazu eine Datentabelle mit allen 24 327 852 gefitteten Werten (siehe Tab. 5.1).

Bei der Anwendung des Filters zur Reduzierung der Falschdetektionsrate (Abschnitt 4.3.2) konnten 97% der Filtergebnisse aussortiert werden. Es bleiben 768 034 Ereignisse übrig, welche durch die Flare-Zeiten-Korrelation genauer geprüft wurden. 55% dieser Ereignisse konnten simultane Ereignisse auf den jeweils selben CCD-Module-Output-Paaren zugeordnet werden, sodass diese Ereignisse aussortiert wurden. 343 271 Ereignisse konnten den Flare-Zeiten-Filter passieren.

Nur 1% der übrig gebliebenen Flare-Ereignisse konnte von der weiteren Analyse durch *Kepler*-Astrometrie ausgesondert werden. Bei 3 068 Sternen wurden insgesamt 3 519 astrometrische Signale während potentieller Flares mit einer Amplitude $> 5\sigma$ nachgewiesen. In Abb. 5.3 sind drei solche potentielle Flare-Ereignisse mit Energieangabe über der Zeit aufgetragen (links) und die Verteilungen der Sternposition für das jeweilige Beobachtungsquartal dargestellt (rechts). Die roten Datenpunkte kennzeichnen die Position des photometrischen Schwerpunktes während der Flares.

⁽²³⁾<http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

Tabelle 5.1: Fitergebnisse für registrierte Flare-Zeitstempel, insgesamt 24 327 852 Einträge. Die gesamte Tabelle ist am AIU Jena verfügbar. F_0 ... Normallicht, α ... Exponent, t_d ... $1/e$ -Abfall, A ... Amplitude, t_1 ... Flare-Beginn, t_2 ... Flare-Peak-Zeit, t_{end} ... Flare-Ende, L_{flare}^{bol} ... bolometrische Flare-Leuchtkraft, E_{flare}^{bol} ... bolometrische Flare-Energie, E_{num}^{bol} ... numerisch bestimmte Energie, E_{planck}^{bol} ..., über das Planck-Gesetz und den *Kepler*-Filter bestimmte Energie, d_{equ} ... Äquivalentdauer

KIC-Nummer	F_0	α	t_d [d]	A	t_1 [d]	t_2 [d]	t_{end} [d]	L_{flare}^{bol} [10^{31} erg/s]	E_{flare}^{bol} [10^{35} erg]	E_{num}^{bol} [10^{35} erg]	E_{planck}^{bol} [10^{35} erg]	d_{equ} [s]
892203	1.000	4	0.000	0.003	122.745	122.807	122.808	0.863	0.118	0.119	0.164	4.160
	1.000	3	0.022	0.001	123.324	123.355	123.422	0.208	0.054	0.047	0.065	1.652
	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:
	1.000	7	0.007	0.001	1590.294	1590.327	1590.348	0.147	0.015	0.011	0.015	0.369
892977	1.000	2	0.001	0.002	131.811	131.839	131.844	0.323	0.043	0.048	0.049	2.434
	1.000	2	0.002	0.002	133.712	133.740	133.744	0.354	0.047	0.089	0.092	4.536
	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:
	1.000	7	0.002	0.001	1590.821	1590.899	1590.905	0.154	0.017	0.025	0.026	1.291
:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:
12984200	1.000	7	0.007	0.001	133.256	133.290	133.311	0.136	0.014	0.019	0.020	1.688
	1.000	3	0.079	0.001	134.536	134.589	134.828	0.147	0.108	0.079	0.082	6.866
	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:
	1.000	7	0.002	0.001	1590.486	1590.572	1590.578	0.129	0.016	0.012	0.013	1.061

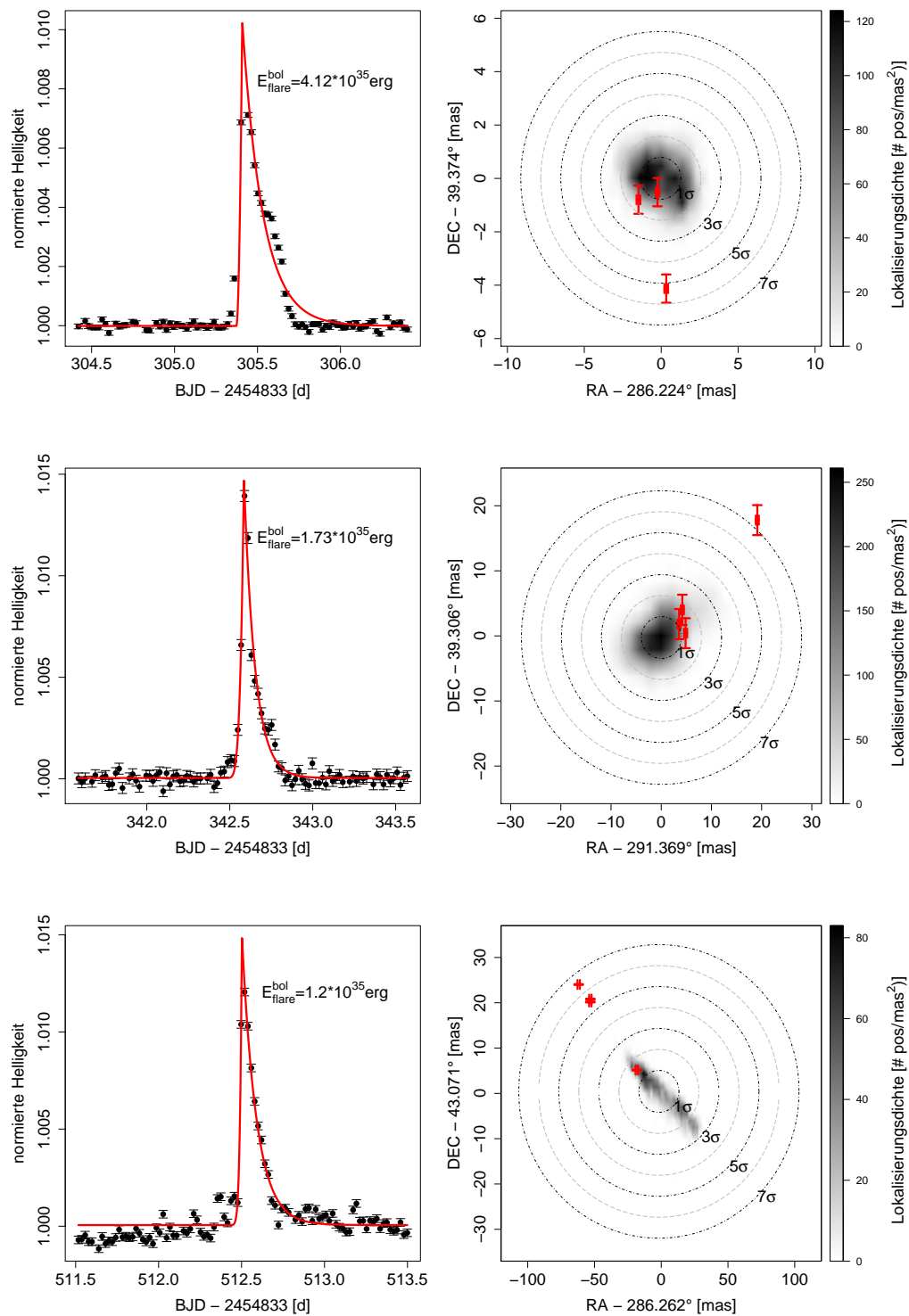


Abbildung 5.3: Gezeigt ist die Flare-Lichtkurve (links), die dazugehörige bolometrische Flare-Energie und das astrometrische Signal (rechts) während der Flares für 3 repräsentative Flare-Ereignisse. Die roten Datenpunkte kennzeichnen die Position des photometrischen Schwerpunktes im Zeitintervall $\Delta t = 1 \text{ h}$ um die maximale Leuchtkraft eines Flare-Ereignisses. In allen Fällen zeigt sich eine deutliche Abweichung von der mittleren Sternposition pro Beobachtungsquartal.

Ein Vergleich der Flares mit astrometrischen Signalen mit allen detektierten Ereignissen zeigt, dass mehr als 80% dieser Flare-Ereignisse im Mittel zu den 50% leuchtkräftigsten Ausbrüchen der jeweiligen Sterne gehören. Weiterhin zeigte sich, dass vor allem auch sehr energiereiche Ereignisse mit $E_{flare}^{bol} > 10^{35}$ erg astrometrische Signale verursachten. Da aufgrund des Detektionslimits nicht ausgeschlossen werden kann, dass auch leuchtschwächere Flare-Ereignisse astrometrische Signale mit einer Amplitude von weniger als 5σ von der gemittelten Sternposition verursachen, müssen alle Sterne mit mindestens einem signifikanten astrometrischen Signal während eines Flares als mutmaßliche Doppelsterne, bzw. als Sterne mit unbekannten, nicht sonnenartigen Hintergrundobjekten, als Flare-Kandidaten ausgeschlossen werden.

Im nächsten Schritt wurden alle bekannten bedeckungsveränderlichen Sterne und Sterne mit bekannten Nachbarsternen mit weniger als $12''$ Abstand aussortiert. Es wurden auch Sterne aussortiert, welche eine bekannte Rotationsperiode von weniger als 2 d haben. Bei diesen Sternen führte der Detektionsalgorithmus zu besonders vielen Falschdetektionen, da die Fleckenmodulation aufgrund der kurzen Rotationsperiode auf einer ähnlichen Zeitskala ablaufen kann wie besonders starke und lang andauernde reale Flare-Ereignisse. Außerdem sind Sterne mit so kurzen Rotationsperioden von vornherein als sonnenartig auszuschließen. Es bleiben nur 14 204 Sterne übrig, welche als isolierte sonnenartige Einzelsterne für die Untersuchung intrinsischer Flare-Aktivität in Frage kommen. Bei diesen 14 204 Sternen wurden 2 641 Flare-Ereignisse bei 1 666 Sternen registriert. Nur 268 Sterne zeigten mehr als 1 Flare-Ereignis. Die meisten Flare-Ereignisse (63) wurden bei KIC010220756 registriert. Bei keinem der übrig gebliebenen Sterne konnte untersucht werden, ob die Superflares zyklisch oder zufällig und damit poissonverteilt auftreten. Der untersuchte Beobachtungszeitraum und die maximale Anzahl an detektierten Superflares pro Stern ließen keinen geeigneten Periodenbereich, der hätte untersucht werden müssen, zu (siehe Abschnitt 1.3.2). Die 14 204 Sterne bilden eine Grundgesamtheit an Sternen, welche für die statistische Untersuchung der Superflares genutzt wurden.

5.3 Erstbestimmung von Rotationsperioden

Bei der Untersuchung von 5 367 Sternen konnten 869 neue, signifikante Rotationsperioden detektiert werden. Bei 4 349 Sternen konnte keine Rotationsperiode bestimmt werden. In 161 Fällen konnte eine signifikante Periodendetektion nicht auf den ersten Blick ausgemacht werden, sodass in diesen Fällen eine dynamische LS-Analyse

durchgeführt wurde. Über die entsprechende Gabor-Transformation und das dynamische LS-Periodogramm konnten 81 weitere signifikante Rotationsperioden identifiziert werden. Gemeinsam mit den in McQuillan u. a. (2014) bestimmten Werten sind für insgesamt 7 296 Sterne Rotationsperioden bekannt, welche für eine Altersbestimmung über Gyrochronologie genutzt werden können.

Abb. 5.4 zeigt einen Vergleich der Verteilungen der in dieser Studie gefundenen und der in McQuillan u. a. (2014) detektierten Rotationsperioden. Die Ähnlichkeit der beiden Verteilungen zeigt, dass die in dieser Arbeit durchgeführte Frequenzanalyse vertrauenswürdige Ergebnisse liefert und dass zwei unabhängige Methoden zu ähnlichen Resultaten führen. Auch das Verhältnis zwischen der Anzahl an signifikant detektierten Rotationsperioden und den nicht signifikanten Detektionen ist in beiden Studien ähnlich (diese Arbeit: 21%, McQuillan u. a. (2014) 18%).

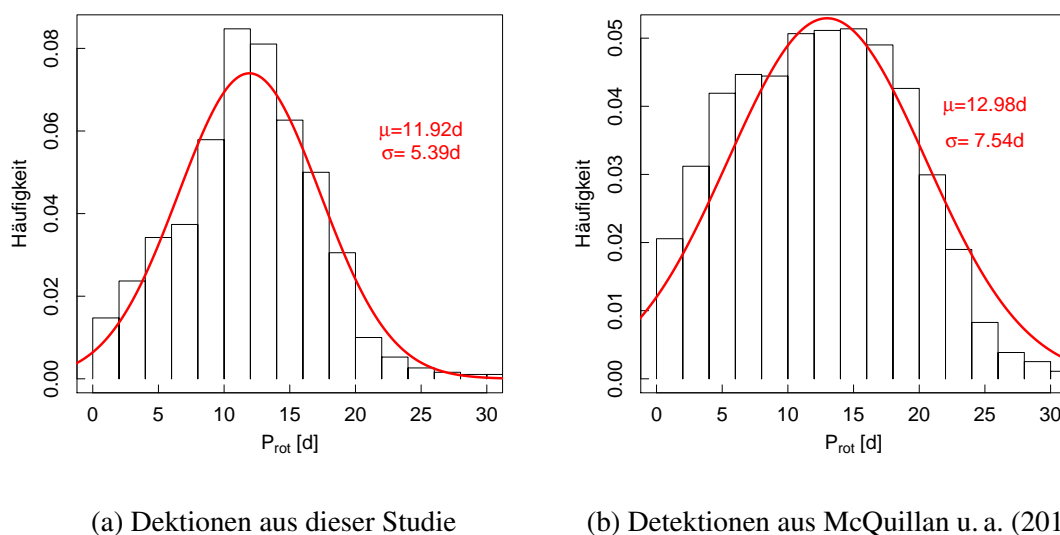


Abbildung 5.4: Gegenüberstellung der Verteilungen der Rotationsperioden aus der Studie von McQuillan u. a. (2014) und der in dieser Arbeit ermittelten Werte von 950 Objekten. Die Verteilung aus der Studie von McQuillan u. a. (2014) zeigt eine etwas breitere Streuung der Werte.

5.4 Superflare-Rate mutmaßlich isolierter Einzelsterne

Abb. 5.5 zeigt die Superflare-Rate pro erg, Jahr und pro Stern in einem Energiebereich von $10^{32} - 10^{36}$ erg. Die Superflare-Rate wurde aus den 2641 detektierten

Superflares von 1 666 der insgesamt 14 204 übrig gebliebenen Sterne ermittelt, welche bei den zur Reduzierung der Falschdetektionsrate in Kapitel 4 beschriebenen und angewendeten Methoden nicht aussortiert wurden. Erkennbar ist eine um etwa eine Größenordnung größere Superflare-Rate als die in Shibayama u. a. (2013) abgeschätzte Superflare-Rate für sonnenartige Sterne mit $P_{rot} > 10,0$ d. Für diesen Vergleich wurden Superflare-Sterne mit und ohne signifikante Periodendetektion verwendet.

Abb. 5.5 zeigt, dass die in dieser Arbeit verwendete Detektionsmethode Superflares für diese Sternen-Unterklasse bis zu einer Energie von 10^{33} erg detektieren kann. Dieser Energiewert gilt als untere Grenze des Energiebereichs für Superflares (Schaefer u. a., 2000). Ab einer Superflare-Energie von weniger als 10^{34} erg knickt die Superflare-Rate entgegen der Erwartung hin zu kleineren Superflare-Raten ab. Das liegt daran, dass das Verhältnis von Flare-Amplitude zu photometrischem Fehler (in dieser Arbeit als Signal-Rausch-Verhältnis definiert) in diesem Energiebereich häufig kleiner als 5 ist und damit keine 100% ige Detektionswahrscheinlichkeit gewährleistet ist.

Die Verteilung der Superflares im Energiebereich $> 10^{34}$ erg genügt einem Potenzgesetz mit einem Exponenten $\alpha = -2,02 \pm 0,21$. Der Exponent ist damit innerhalb des Fehlerintervalls mit dem Exponenten für solare Flares in kleineren Energiebereichen (Schrijver u. a., 2012, $\alpha = -1,8 \pm 0,1$) und dem Exponenten für Superflares von mutmaßlichen sonnenartigen Sternen mit $P_{rot} > 10,0$ d aus der Studie von Shibayama u. a. (2013, $\alpha = -2,01 \pm 0,25$) verträglich.

Bis zu diesem Punkt unterscheidet sich die Analyse von den bisherigen Arbeiten im Wesentlichen nur durch die differenzierte Detektionsmethode und die zusätzlichen Filter zur Reduzierung der Falschdetektionsrate und zum Aufspüren von Hintergrundobjekten bzw. Begleitern. Bei der Abschätzung der Superflare-Häufigkeit pro Stern pro Energieeinheit pro Jahr der in Abb. 5.5 präsentierten Grundgesamtheit wurde der gleiche Ansatz wie in Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) gewählt. Die Anzahl detektierter Superflare-Ereignisse in einem Energiebereich wurde durch die mittlere Energie des jeweils selben Energiebereichs und die gesamte Beobachtungsdauer als Summe der einzelnen Beobachtungszeiträume der 14 204 Sterne der Grundgesamtheit geteilt. Dadurch ist die Superflare-Häufigkeit auf Ereignisse pro Stern, pro Energieeinheit und pro Zeiteinheit normiert worden.

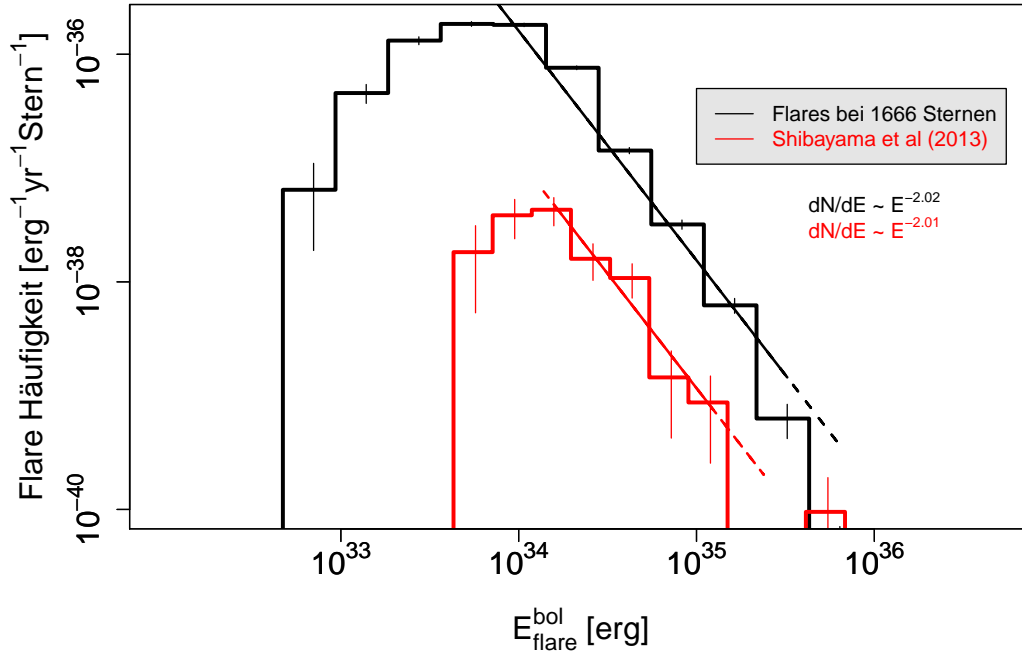


Abbildung 5.5: Superflare-Häufigkeit über der Energie für 2 641 Flare-Ereignisse bei 1 666 Sternen (schwarzes Histogramm). Gegenübergestellt ist die Häufigkeitsverteilung sonnenartiger Sterne mit $P_{rot} > 10$ d aus der Studie von Shibayama u. a. (2013, rotes Histogramm). Die abgeschätzte Superflare-Rate in dieser Arbeit ist im Energiebereich um 10^{34} erg um etwa 1 Größenordnung größer als in früheren Studien abgeschätzt.

Im Folgenden werden Flare-Parameter gegenübergestellt, um empirische Zusammenhänge abzuleiten. Die Parameter Leuchtkraft L_{flare}^{bol} und Energie E_{flare}^{bol} , E_{flare}^{bol} und relative Amplitude ΔF sowie Äquivalentdauer d_{equ} und E_{flare}^{bol} korrelieren über ein Potenzgesetz, was an dem linearen Verlauf in der doppelt logarithmischen Darstellung in Abb. 5.6 zu erkennen ist. Die positiven Anstiege drücken aus, dass eine Zunahme eines der Parameter tendenziell mit einer Zunahme des Korrelationsparameters verbunden ist. In den ersten 3 Gegenüberstellungen variieren die Parameter über 2 Größenordnungen, über welche der lineare Zusammenhang gut erkennbar ist.

Bei der Gegenüberstellung der Parameter d_{flare} und E_{flare}^{bol} sowie der Parameter d_{flare} und L_{flare}^{bol} ist erkennbar, dass die Flare-Energie bei größeren Flare-Dauern tendenziell höher ist, die maximale Leuchtkraft eines Flare-Ereignisses mit ansteigender Dauer jedoch etwas abnimmt.

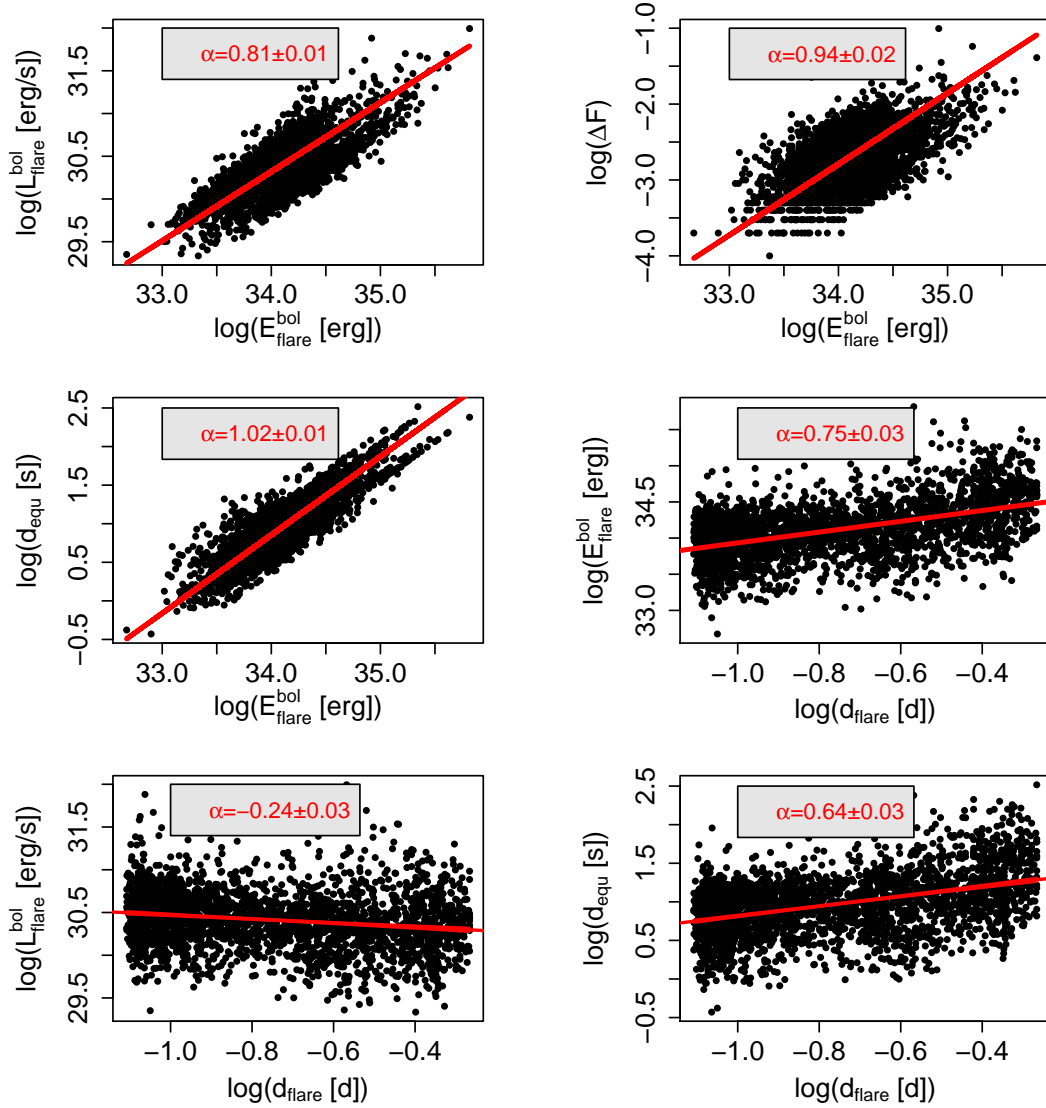


Abbildung 5.6: Gegenüberstellung der Flareparameter Leuchtkraft L_{flare}^{bol} , Energie E_{flare}^{bol} , relative Amplitude ΔF , Gesamtdauer d_{flare} und Äquivalentdauer d_{equ} . Die ersten drei Gegenüberstellungen (L_{flare}^{bol} über E_{flare}^{bol} , ΔF über E_{flare}^{bol} , d_{equ} über d_{flare}) zeigen einen exponentiellen Zusammenhang, der in der doppelt logarithmischen Darstellung als linearer Verlauf erkennbar ist und sich jeweils über zwei Größenordnungen erstreckt. In den darauf folgenden drei Abbildungen ist der lineare Verlauf nicht so deutlich erkennbar und unter Vorbehalt zu betrachten. Die maximale Leuchtkraft bei Flares wird mit größer werdender Gesamtdauer tendenziell kleiner. Die linearen Zusammenhänge aller Gegenüberstellungen wurden mit der implementierten Funktion **prcomp()** in der Programmiersprache R (R Core Team, 2015) bestimmt (Methode der kleinsten Quadrate unter Berücksichtigung von X- und Y-Unsicherheiten).

In den beiden letztgenannten Gegenüberstellungen sind die linearen Zusammenhänge zweifelhafter, als in den ersten 3 Gegenüberstellungen, weshalb auch die Nullhypothese nicht ausgeschlossen werden kann. Gleiches gilt auch für den Zusammenhang zwischen d_{flare} und d_{equ} .

5.5 Vergleich der Superflare-Häufigkeit sonnenartiger Sterne mit der Flare-Aktivität der Sonne

Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) konnten in ihren Studien zeigen, dass die Extrapolation des Potenzgesetzes für solare Flares aus den Studien von Crosby u. a. (1993); Shimizu (1995); Aschwanden u. a. (2000) in höhere Energiebereiche ($> 10^{33}$ erg) eine gute Übereinstimmung mit der Verteilung der Superflares zeigt. Für diesen Vergleich musste die Superflare-Häufigkeit in verschiedenen Energiebereichen zunächst auf Ereignisse pro Stern, pro Energieeinheit und pro Zeiteinheit normiert werden. Für jeden der Sterne mit den Eigenschaften $5600\text{ K} \leq T_{eff} \leq 6000\text{ K}$ und $\log(g) \geq 4,0$ dex wurde zunächst eine Rotationsperiode bestimmt und daraus eine Unterklasse mit 14 000 langsam rotierenden Sternen ($P_{rot} \geq 10,0$ d) gebildet. Als Grundlage, die Häufigkeit in Ereignissen pro Stern und pro Zeiteinheit auszudrücken, diente die Gesamtbeobachtungsdauer dieser 14 000 Sterne als Summe über alle Einzelbeobachtungen.

Der entscheidende Unterschied zwischen den bisher veröffentlichten Studien und dieser Arbeit besteht in der Berücksichtigung von Signifikanzen in der Frequenzanalyse der Lichtkurven. Ein erster Blick auf die Lichtkurven der 19 mutmaßlichen Superflare-Sterne mit $5600\text{ K} \leq T_{eff} \leq 6000\text{ K}$, $\log(g) \geq 4,0$ dex und $P_{rot} \geq 10,0$ d (Kapitel 1) zog bereits einen berechtigten Zweifel über die Signifikanz einiger Rotationsperiodendetektionen nach sich. In etwa der Hälfte der Fälle konnten die den Superflare-Sternen zugeordneten Rotationsperioden mit einer einfachen Lomb-Scargle-Fourier-Analyse bzw. Autokorrelation (McQuillan u. a., 2014) nicht reproduziert werden. In diesen Fällen ist damit nicht klar, ob die Sterne tatsächlich langsam rotieren.

Ein Vergleich mit der Sonne beschränkt sich daher in dieser Arbeit auf die Sterne, bei denen die Periodendetektion signifikant war. Eine Kreuzkorrelation aller 14 204 übrig gebliebenen Sterne der Grundgesamtheit mit den 7 296 Sternen mit signifikanter Rotationsperiodendetektion brachte eine Übereinstimmung bei genau 1 932 Sternen.

In Abschnitt 4.7.4 wurde die Altersbestimmungsmethode Gyrochronologie ausführ-

lich erklärt. Gyrochronologie berücksichtigt bei der Altersbestimmung neben den Rotationsperioden auch die Masse eines Sterns, bzw. dessen Farben. Mit dieser Methode kann das Alter nicht nur bei Mitgliedssternen eines Sternhaufens, sondern auch bei Feldsternen und somit allen in dieser Arbeit untersuchten Sternen ermittelt werden. Sterne, die ein vergleichbares Alter wie die Sonne haben, sind von besonderem Interesse. Dazu zählen alle Sterne mit einem gyrochronologischen Alter von mehr als 2 Gyr⁽²⁴⁾. Die Festlegung auf 2 Gyr als untere Altersgrenze für einen Vergleich mit der Sonne ist ein Kompromiss, um genug Sterne für eine aussagekräftige Statistik zu erfassen.

Laut Gyrochronologie sind die untersuchten Sterne mit einer Rotationsperiode von ≈ 10 d im Mittel um etwas weniger als 1 Größenordnung jünger als die Sonne und für einen Vergleich ungeeignet. Von den 1 932 Sternen mit signifikanter Periodendetektion sind nur 163 Sterne älter als 2 Gyr. Abb. 5.7 zeigt die normierte Superflare-Häufigkeit pro Stern, pro erg und pro Jahr über der Superflare-Energie für 101 Superflares, welche bei 87 der 163 Sterne detektiert wurden. Eine ausführliche Datentabelle der 101 detektierten Superflare-Ereignisse befindet sich in Kapitel B im Anhang.

Bei der Normierung der Häufigkeit auf Ereignisse pro Stern und pro Jahr spielte es eine entscheidende Rolle, ob die 14 204 Sterne der Grundgesamtheit oder nur die 163 Sterne mit einer signifikanten Periodendetektion und einem gyrochronologischen Alter > 2 Gyr verwendet wurden. Jeder *Kepler*-Stern wurde im Mittel über einen Beobachtungszeitraum von 3,5 yr beobachtet. Die Gesamtbeobachtungsdauer der 163 Sterne (> 2 Gyr) ist um zwei Größenordnungen kleiner als für die 14 204 Sterne der Grundgesamtheit. Dadurch ist die relative Häufigkeit um zwei Größenordnungen größer. Die absolute Häufigkeit der detektierten Superflare-Ereignisse für Sterne älter als 2 Gyr (101) ist etwas kleiner als die auf 3,5 yr hochgerechnete Zahl der in Shibayama u. a. (2013) über einen Zeitraum von 500 d detektierten Ereignisse (112). Dennoch ist die Superflare-Rate im Energiebereich um 10^{34} erg um mehr als eine Größenordnung größer als in der Studie von Shibayama u. a. (2013), was an der differenzierten Normierung liegt.

Die 14 204 Sterne, welche alle Filter zur Reduzierung der Falschdetektionsrate passiert haben, dürfen zum Zweck eines Vergleichs mit der Sonne nicht für die Normierung verwendet werden, da viele dieser Sterne aufgrund ihrer nicht bestätigten Rotationsperiode nicht als langsam rotierend angesehen werden können.

⁽²⁴⁾Vgl. Alter der Sonne ≈ 4.6 Gyr (Bonanno u. a., 2002)

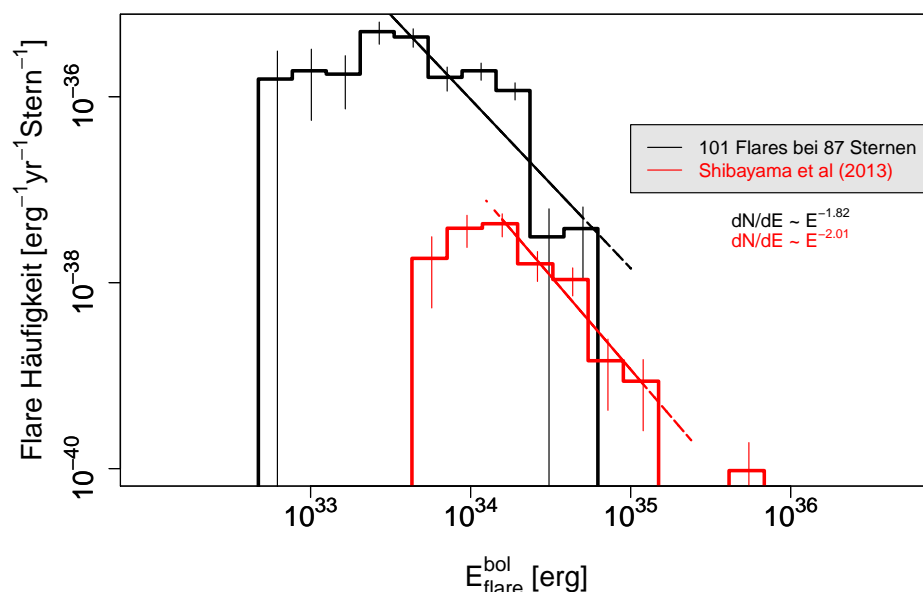


Abbildung 5.7: Superflare-Häufigkeit über der Energie für 101 detektierte Superflares bei 87 mutmaßlichen sonnenartigen Einzelsternen mit einem gyrochronologischen Alter > 2 Gyr (schwarzes Histogramm). Gegenübergestellt ist die Häufigkeitsverteilung sonnenartiger Sterne mit $P_{rot} > 10$ d aus der Studie von Shibayama u. a. (2013, rotes Histogramm). Die abgeschätzte Superflare-Rate in dieser Arbeit ist im Energiebereich bei 10^{34} erg um mehr als 1 Größenordnung größer als in früheren Studien abgeschätzt.

Aus Abb. 5.7 können zwei wichtige Erkenntnisse gewonnen werden:

1. Superflares mit einer Energie $> 10^{35}$ erg sind nicht detektiert worden.
2. Aus dem Potenzgesetz, welches im Energiebereich von $2 \cdot 10^{33}$ erg bis $2 \cdot 10^{34}$ erg an die Verteilung angepasst wurde, leitet sich eine Superflare-Häufigkeit für Superflares mit 10^{34} erg von einem Ereignis pro 100 Jahre ab.

Die normierte Häufigkeitsverteilung der 101 detektierten Superflares ist in Abb. 5.8 zusammen mit den aus Sonnenflarebeobachtungen abgeleiteten Potenzgesetzen in niedrigeren Energiebereichen dargestellt. Die bolometrische Flare-Energie der Sonnenflares wurde aus Beobachtungen im EUV (Aschwanden u. a., 2000) sowie im weichen und harten Röntgenbereich (Shimizu, 1995; Crosby u. a., 1993) abgeschätzt. Die Sonnenflares beschränken sich auf einen Energiebereich zwischen 10^{24} erg und 10^{32} erg. Die gestrichelte Linie in Abb. 5.8 entspricht einer Kurvenanpassung an die

Einzelkurven aus den Studien von Crosby u. a. (1993); Shimizu (1995); Aschwanden u. a. (2000). Extrapoliert man diese mit einem Exponenten von -1.8 angepasste Kurve in größere Energiebereiche, so fällt sie überraschenderweise mit dem angepassten Potenzgesetz der Superflares zusammen. Die empirischen Zusammenhänge der Parameter sind die Gleichen, wie die in Abschnitt 5.4 ermittelten Zusammenhänge für die 1 666 Superflares der Grundgesamtheit (siehe Abb. B.10 im Anhang).

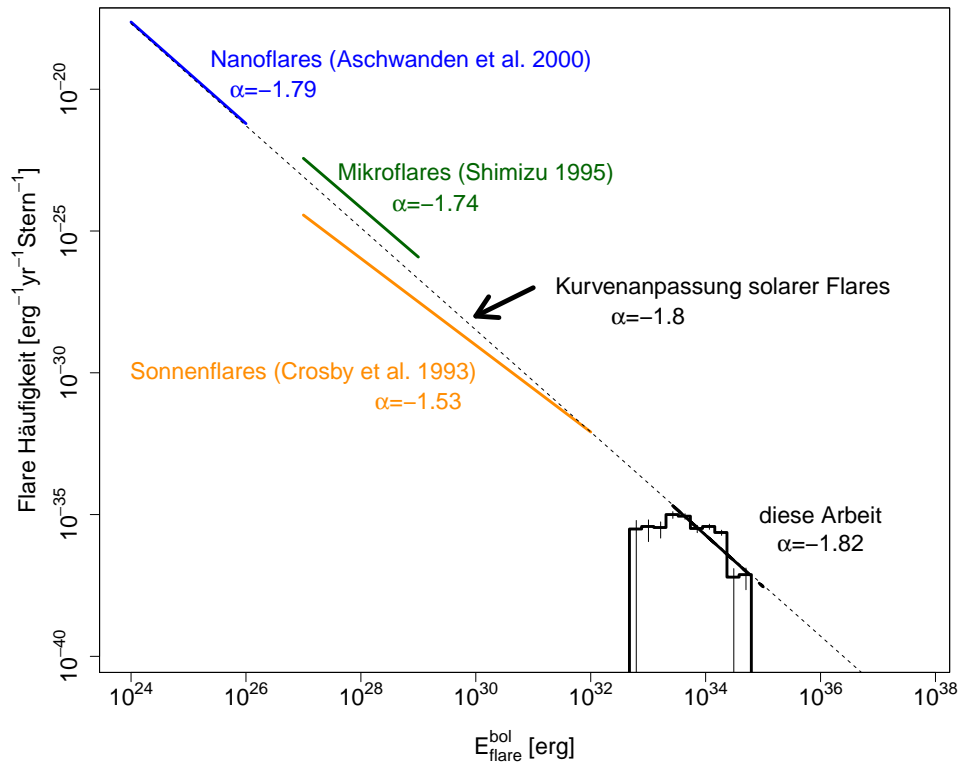


Abbildung 5.8: Vergleich der Verteilungsgesetze von Sonnenflares aus den Studien von Aschwanden u. a. (2000), Crosby u. a. (1993) und Shimizu (1995) mit der in dieser Arbeit ermittelten Verteilung von Superflares in höheren Energiebereichen. Extrapoliert man ein gemittelttes Potenzgesetz für die drei Verteilungen von Sonnenflares in höhere Energiebereiche, so fällt die Kurve überraschenderweise mit dem ermittelten Potenzgesetz für Superflares zusammen.

Die in dieser Arbeit abgeschätzte normierte Superflare-Rate für Superflare-Energien von etwa 10^{34} erg ist um etwas mehr als eine Größenordnung größer als aus bisherigen Studien bekannt (Shibayama u. a., 2013). Sonnenartige Superflare-Sterne mit einem gyrochronologischen Alter > 2 Gyr mit Superflare-Energien $> 10^{35}$ erg konnten nicht ermittelt werden. Keiner der bisher bekannten sonnenartigen Superflare-

Sterne mit $P_{rot} > 10$ d aus den Studien von Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013) trägt zu der in Abb. 5.7 dargestellten Häufigkeitsverteilung bei, da alle diese Sterne bereits vorher durch die unterschiedlichen Filter aussortiert wurden. Es sind durch diese Arbeit 87 neue potentielle sonnenartige Superflare-Kandidaten ermittelt worden. Es bedarf nun einer ausführlicheren Untersuchung dieser Sterne, um den Spektraltyp genauer zu bestimmen. Weiterhin bleibt vorbehalten, ob die detektierten Superflares tatsächlich durch magnetische Effekte entstandene Helligkeitsausbrüche sind, natürliche Quantenfluktuationen oder Rauschen des photosphärischen Emissionshintergrundes der Sterne darstellen oder durch andere Effekte entstanden sind. Aus statistischer Sicht und aus Sicht der gewählten Analysestrategie sind die 101 übrig gebliebenen und als Superflares interpretierten Ereignisse von realen Flares ununterscheidbar.

5.6 Kurzzeitvariabilität von KIC006865484 und KIC008880526

Der Vollständigkeit halber sollte nicht unerwähnt bleiben, dass die vorläufigen Superflare-Sterne KIC006865484 und KIC008880526 (Shibayama u. a., 2013) an der universitätseigenen Sternwarte der Friedrich-Schiller-Universität Jena in Großschwabhausen in einigen Nächten nachbeobachtet wurden, um zu untersuchen, ob Flares auf kürzeren Zeitskalen auftreten können, welche durch die schlechte Zeitauflösung des *Kepler*-Satelliten von 29,4min Borucki u. a. (2009) unentdeckt bleiben würden. Vor allem KIC006865484 wurde für die Nachbeobachtung ausgewählt, da der Stern die größte mittlere Superflare-Rate der besonders sonnenartigen Sterne aus Shibayama u. a. (2013) hatte und damit die Wahrscheinlichkeit am größten war, auch kleinere bzw. kürzere Ausbrüche zu registrieren.

Die photometrische Datenanalyse der beiden Sterne brachte keine weiteren Flare-Detektionen hervor, sodass an dieser Stelle keine relevanten Ergebnisse präsentiert werden können. Die gesamte Datenanalyse und die Lichtkurven der beiden Sterne KIC006865484 und KIC008880526 können in Kapitel C im Anhang dieser Arbeit nachvollzogen werden.

6 Zusammenfassung und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 48 475 *Kepler*-Sterne mit $5600 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 6000 \text{ K}$ und $\log(g) \geq 4,0 \text{ dex}$ auf Superflare-Aktivität untersucht. Die Suche nach Superflares mit Flare-Energien $\geq 10^{33} \text{ erg}$ bei Sternen mit ähnlichen Eigenschaften wie die Sonne ist ein relativ junges Forschungsfeld in der Astronomie. Die meisten Erkenntnisse über Superflares auf Sternen mit den genannten Eigenschaften stammten bisher aus den Studien von Maehara u. a. (2012) und Shibayama u. a. (2013), in welchen die ersten 120 und 500 Tage von frei verfügbaren *Kepler*-Daten untersucht wurden. In Maehara u. a. (2012) wurde eine Superflare-Rate sonnenähnlicher Sterne abgeschätzt, welche von Shibayama u. a. (2013) für einen längeren Beobachtungszeitraum bestätigt werden konnte.

Die Superflare-Rate besonders sonnenartiger Sterne mit Rotationsperioden größer als 10 Tage wurde in diesen Studien mit solaren Flares in niedrigeren Energiebereichen verglichen und festgestellt, dass die Extrapolation eines gemittelten Potenzgesetzes für solare Flares in höhere Energiebereiche sehr gut mit der ermittelten Rate von Superflares verträglich ist. Unter der Annahme, dass die Superflare-Sterne wirklich sonnenartig sind, haben die Autoren eine Superflare-Häufigkeit für die Sonne abgeschätzt. Den Autoren zu Folge können Superflares mit 10^{34} erg alle 800 yr auf der Sonne auftreten, Superflares mit 10^{35} erg alle 5 000 yr. Diese Ergebnisse decken sich nicht mit Beobachtungen von Sonnenaktivität der letzten 3 000 Jahre bzw. mit Untersuchungen natürlicher Archive wie Polareiskerne oder Baumringzählungen (Miyake u. a., 2012). Solare Flares in diesem Energiebereich konnten bis heute nicht registriert werden (Neuhäuser & Hambaryan, 2014; Neuhäuser & Neuhäuser, 2015).

Da auf der Basis der abgeschätzten Superflare-Rate für die Sonne (aus den Studien) im Energiebereich von 10^{34} erg eine statistisch signifikante Zahl an Sonnenflares in den letzten Jahrtausenden hätte beobachtet werden müssen, schließt man aus der Diskrepanz, dass die beobachteten Sterne entweder viel jünger als die Sonne sein müssen, viel stärkere Magnetfelder besitzen oder die Sternparameter aus dem *Kepler*-Input-Katalog falsch abgeschätzt wurden. Aus den Studien von Maehara u. a.

(2012) und Shibayama u. a. (2013) gingen zwei besonders wichtige Fragestellungen hervor, welche die größte Motivation für diese Arbeit lieferten:

- Kann die abgeschätzte Superflare-Rate auch für einen längeren Beobachtungszeitraum von 3,5 yr bestätigt werden?
- Sind die untersuchten Sterne tatsächlich sonnenartig (Einzelsterne mit den Eigenschaften $5600 \text{ K} \leq T_{eff} \leq 6000 \text{ K}$ und $\log(g) \geq 4,0 \text{ dex}$ sowie langsamer Rotation)?

Für die mit der ersten Frage verbundene Untersuchung wurde in dieser Arbeit ein von den bisherigen Studien abweichender Ansatz zur Flare-Detektion gewählt. Mit einer wavelet-basierten Detektionsmethode wurden in jeder Lichtkurve kurzzeitvariante Ereignisse registriert. An diese Ereignisse wurde eine Kurvenanpassung mit einem empirischen Flare-Modell durchgeführt, um reale Flare-Ereignisse von Kurzzeitphänomenen anderer Herkunft zu trennen. Die Untersuchung der Flare-Parameter zeigte, dass die Falschdetektionsrate durch geeignete Filter wie z. B. Parameterschranken in der Flaredauer oder mittels eines F-Tests und R^2 -Tests um mehr als 90% gesenkt werden kann, während reale Detektionen die verwendeten Filter nahezu ungehindert passieren können. Nach der sorgfältigen Trennung realer Detektionen von Falschdetektionen, der Anwendung verschiedener Filter und der Berücksichtigung von signifikanten Rotationsperioden kann eine um etwa eine Größenordnung höhere Superflare-Rate im Energiebereich von $10^{33} - 10^{36} \text{ erg}$ festgestellt werden. Die erste Fragestellung kann deshalb mit Nein beantwortet werden.

Die zweite Frage konnte durch eine ausführliche Frequenzanalyse sowie durch *Kepler*-Astrometrie untersucht werden. Mithilfe von *Kepler*-Astrometrie wurden 3 068 Sterne identifiziert, bei denen Flare-Ereignisse zu einer kurzzeitigen signifikanten Verschiebung des photometrischen Schwerpunktes führten. Mehr als 80% dieser Flare-Ereignisse gehörten im Mittel zu den 50% leuchtkräftigsten Ausbrüchen der jeweiligen Sterne. Die Sterne wurden von der weiteren Analyse aussortiert, da die Flare-Ereignisse vermutlich von einer anderen Quelle stammen.

Im Detail blieben nach der Aussortierung aller Sterne mit astrometrischen Signalen sowie Sterne mit bereits bekannten Nachbarsternen mit weniger als 12'' Abstand 14 204 Sterne als potenzielle sonnenartige Einzelsterne übrig. Bei 1 666 der 14 204 Sterne konnten 2 641 Superflare-Ereignisse detektiert werden. Ein Blick auf die Verteilung der Superflares über der Flare-Energie zeigt, dass die verwendete Detektionsmethode in der Lage ist, Superflares bis zur unteren Definitionsgrenze von 10^{33} erg

zu detektieren. Die Superflare-Rate im Energiebereich zwischen 10^{33} erg und 10^{36} erg ist eine halbe Größenordnung größer als die in Shibayama u. a. (2013) abgeschätzte Superflare-Rate für alle Sterne mit $5600 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 6000 \text{ K}$ und $\log(g) \geq 4,0$ dex. Ursache für diese erhöhte Superflare-Rate kann die differenzierte Detektionsmethode sein, bei der nicht nur sprunghafte, sondern auch allmählich heller werdende Ereignisse („gradual flares“) detektiert werden können.

Die auf der Basis von 14 204 in Frage kommenden Sternen ermittelte Statistik berücksichtigt nicht die Rotationsperioden bzw. das Alter der Sterne und ist für einen Vergleich mit der Sonne nicht geeignet. Deshalb musste eine weitere Untersuchung durchgeführt werden.

Aus der Kombination von Lomb-Scargle-Fourier-Analyse, Gabor-Transformation und visuellen Inspektionen der Lichtkurven konnten für 950 Sterne zum ersten Mal signifikante Rotationsperioden bestimmt werden. Zusammen mit den Resultaten aus der Studie von McQuillan u. a. (2014) ergab sich, dass in nur etwa 20% aller Fälle signifikante Rotationsperioden detektiert werden konnten. In allen anderen Fällen waren die aus früheren Studien abgeschätzten Rotationsperioden, welche als Kriterium für einen Vergleich mit der Sonne verwendet wurden, nicht reproduzierbar. In 80% aller Fälle ist damit nicht klar, ob die Sterne schnell oder langsam rotieren und für einen Vergleich mit der Sonne geeignet sind. Damit wurde der Beweis erbracht, dass viele der in früheren Studien untersuchten Sterne als sonnenartig fragwürdig sind. Eine Rotationsperiode größer als 10 d ist darüber hinaus kein geeigneter Wert als untere Grenze für einen Vergleich mit der Sonne, da Sterne mit $P_{\text{rot}} = 10 \text{ d}$ im Mittel etwas weniger als 1 Größenordnung jünger als die Sonne sind. In dieser Arbeit wurde Gyrochronologie als eine zuverlässige Methode zur Bestimmung des Alters von Feldsternen verwendet. Für einen Vergleich mit der Sonne wurden nur Sterne mit einem gyrochronologischen Alter $\geq 2 \text{ Gyr}$ verwendet. Nach allen angewendeten Filtern blieben nur noch 163 Sterne mit einem gyrochronologischen Alter von $\geq 2 \text{ Gyr}$ übrig.

Bei 87 der insgesamt 163 Sterne älter als $\geq 2 \text{ Gyr}$ konnten 101 Superflares detektiert werden. Aus der Normierung der Superflare-Häufigkeit auf Ereignisse pro Jahr, pro Stern und pro Energieeinheit können 3 Aussagen zusammengefasst werden:

- Superflares mit einer Energie $\geq 10^{35}$ erg konnten bei sonnenartigen Sternen älter als 2 Gyr nicht detektiert werden.
- Die Superflare-Rate sonnenartiger Sterne älter als 2 Gyr ist im Energiebereich bei 10^{34} erg um eine Größenordnung größer als in der Studie von Shibayama

u. a. (2013) für Sterne mit $P_{rot} \geq 10$ d bestimmt.

- Die absolute Häufigkeit der in dieser Arbeit detektierten Superflares bei Sternen älter als 2 Gyr ist kleiner als die auf einen Beobachtungszeitraum von 3,5 yr hoch gerechnete Superflare-Anzahl der Sterne mit $P_{rot} > 10$ d aus der Studie von Shibayama u. a. (2013).

Die Anzahl der Sterne, die sich für einen Vergleich mit der Sonne eignet, ist durch die differenzierte Betrachtungsweise im Vergleich zu früheren Studien um zwei Größenordnungen kleiner, sodass die normierte Häufigkeit automatisch um zwei Größenordnungen größer ist.

Die Nichtdetektion von Superflares im Energiebereich $> 10^{35}$ erg ist mit theoretischen Vorhersagen über die maximal mögliche Flare-Energie für solare Flares bzw. für Ereignisse bei sonnenartigen Sternen konsistent (Shibata u. a., 2013). Laut Shibata u. a. (2013) ist die gegenwärtige Sonne aber in der Lage, innerhalb eines Schwabe-Zyklus (Arlt, 2011) von 11 Jahren genug magnetische Energie anzureichern und zu konzentrieren, sodass sich sehr große Sonnenflecken ausbilden können, die wiederum Superflares mit einer Energie von 10^{34} erg freisetzen können.

Die Nichtdetektion solarer Flares mit 10^{34} erg in den letzten Jahrtausenden und die in dieser Arbeit abgeschätzte Superflare-Häufigkeit von 1 Ereignis pro 100 Jahre sorgen für eine Diskrepanz, die mit der aktuellen Dynamo-Theorie sonnenähnlicher Sterne nicht erklärt werden kann und eine Herausforderung an künftige Arbeiten auf dem Gebiet der Magnetohydrodynamik stellt.

Als eine Erklärung dieser Diskrepanz wäre die Detektierbarkeit von Flare-Ereignissen und die Messung von Rotationsperioden zu nennen. Die abgeschätzte Häufigkeit von Superflares in bestimmten Energiebereichen hängt immer von der Normierung ab und stellt eine relative Häufigkeit dar. Die Bestimmung von Rotationsperioden ist davon abhängig, ob sich auf der sichtbaren Hemisphäre der Sterne Flecken befinden, die groß genug sind, um eine Amplitudenmodulation in einer Lichtkurve zu registrieren und zu messen. Von Schmetterlingsdiagrammen der Sonne ist bekannt, dass die Häufigkeit und Größe und damit die Sichtbarkeit von Sonnenflecken von der Phase des Sonnenzyklus abhängt. Die *Kepler*-Sterne konnten nur über einen Zeitraum von 3,5 Jahren beobachtet werden. Das entspricht nur etwa 32% der Zeit eines vollständigen Schwabe-Zyklus. Unter der Annahme, dass alle untersuchten *Kepler*-Sterne einen Aktivitätszyklus ähnlich der Sonne haben, ist die Rotationsperiode eines Sterns auf Grund des Detektionslimits schwieriger zu detektieren, wenn der Stern nur wäh-

rend eines Fleckenminimums beobachtet wird. Der Anteil der Sterne, bei denen eine Rotationsperiode in dieser Arbeit bestimmt werden konnte, liegt bei etwa 20%. Dadurch kann vermutet werden, dass die Sterne einen intrinsischen Aktivitätszyklus haben, der im Mittel etwas länger als der Schwabe-Zyklus dauert ($3,5\text{yr}/0,2 = 17,5\text{yr}$). Die erwartete Zahl der sonnenartigen Sterne in der untersuchten Stichprobe, die älter als 2 Gyr sind, wäre damit deutlich größer als 163, wodurch die relative Häufigkeit kleiner werden könnte, um die Diskrepanz teilweise aufzuheben.

7 Ausblick

Alle in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse, Schlussfolgerungen und Interpretationen beruhen auf der Annahme richtig abgeschätzter stellarer Parameter auf der Grundlage des Kepler-Input-Katalogs (Brown u. a., 2011). Punktuell signifikante Abweichungen der KIC-Parameter im Vergleich zu genaueren Abschätzungen aus Sternspektren wurden am Beispiel des *Kepler*-Sterns KIC011764567 in dieser Arbeit thematisiert und diskutiert. Dieser Stern ist kein sonnenähnlicher Stern, sondern ein entwickelter Stern mit etwa dem achtfachen Sonnenradius.

Es ist unumgänglich, die in dieser Arbeit gefundenen Superflare-Sterne, sofern sie photometrisch hell genug sind, spektroskopisch nachzubeobachten, um den Spektraltyp der Sterne weiter einzugrenzen und dadurch weitere Sterne auszusortieren. Auch die Identifizierung der Sterne als Einzelsterne spielt eine wichtige Rolle, da nur die Superflare-Rate von Einzelsternen mit der Sonnenaktivität verglichen werden kann. Die Untersuchung der Sterne auf Begleiter wurde im Rahmen der Möglichkeiten der *Kepler*-CCD-Detektoren (Pixelskala, Pixelgröße, Anzahl der pro Stern zur Verfügung stehenden Pixel) in dieser Arbeit nahezu ausgeschöpft und resultierte bereits in einer Aussortierung von Sternen mit astrometrischen Signalen während eines Flares.

Die übrig gebliebenen Sterne mit Superflare- und Fleckenaktivität, welche auch für einen Vergleich mit der Sonne verwendet wurden, haben eine Vielzahl von Filter zur Aussortierung von Falschdetektionen durchlaufen. Die eigens entwickelte Analysestrategie zur Gewährleistung einer homogenen Datenauswertung stellt die bislang sorgfältigste und ausführlichste Methode zur Suche nach Superflares dar. Dabei wurden zum ersten Mal alle 17 verfügbaren *Kepler*-Beobachtungsquartale untersucht (Zeitraum von 3,7 yr).

Im Rahmen der Datenanalyse ist deshalb eine Vielfalt an Software entstanden, welche möglicherweise für weitere Arbeiten mit *Kepler*-Daten genutzt werden kann. Die KAAC-Methode (*Kepler*-Astrometry with Auto-Corelation) kann genutzt werden, um z. B. Doppelsternsysteme zu finden, den Einfluss von Hintergrundobjekten zu untersuchen oder Eigenbewegungen zu messen. Die verwendete wavelet-basierte

Detektionsmethode und Trendkorrektur kann für andere kurzzeitvariable Phänomene angewendet werden. Die Filterordnung der Wavelet-Repräsentation muss dazu nur an den zeitlichen Verlauf der erwarteten Phänomene (und damit die auftretenden Frequenzen) angepasst werden.

Die komplette Datenanalyse könnte hinsichtlich eines größeren Stichprobenumfangs an untersuchten Sternen auf andere weltraumgebundene Beobachtungen, wie z. B. CoRoT-Daten (Auvergne u. a., 2009), angewendet werden.

Literaturverzeichnis

- Akopian, A. A., 2015. *Variability of Superflare Frequency of Sun Like Stars*. *Astrophysics*, 58, 62–76.
- Aldrich, E., 2013. *wavelets: A package of functions for computing wavelet filters, wavelet transforms and multiresolution analyses*. R package version 0.3-0.
- Arlt, R., 2011. *The sunspot observations by Samuel Heinrich Schwabe*. *Astronomische Nachrichten*, 332, 805.
- Aschwanden, M. J.; Tarbell, T. D.; Nightingale, R. W. u. a., 2000. *Time Variability of the “Quiet” Sun Observed with TRACE. II. Physical Parameters, Temperature Evolution, and Energetics of Extreme-Ultraviolet Nanoflares*. *Astrophys. J.*, 535, 1047–1065.
- Auvergne, M.; Bodin, P.; Boisnard, L. u. a., 2009. *The CoRoT satellite in flight: description and performance*. *Astron. Astrophys.*, 506, 411–424.
- Babcock, H. W., 1961. *The Topology of the Sun’s Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle*. *Astrophys. J.*, 133, 572.
- Baker, D. N., 2000. *Effects of the Sun on the Earth’s environment*. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62, 1669–1681.
- Barnes, S. A., 2007. *Ages for Illustrative Field Stars Using Gyrochronology: Viability, Limitations, and Errors*. *Astrophys. J.*, 669, 1167–1189.
- Benz, A. O., 2008. *Flare Observations*. *Living Reviews in Solar Physics*, 5, 1.
- Bessell, M. S.; Castelli, F. & Plez, B., 1998. *Model atmospheres broad-band colors, bolometric corrections and temperature calibrations for O - M stars*. *Astron. Astrophys.*, 333, 231–250.
- Bonanno, A.; Schlattl, H. & Paternò, L., 2002. *The age of the Sun and the relativistic corrections in the EOS*. *Astron. Astrophys.*, 390, 1115–1118.

- Borucki, W.; Koch, D.; Batalha, N. u. a., 2009. *KEPLER: Search for Earth-Size Planets in the Habitable Zone*. In F. Pont, D. Sasselov, & M. J. Holman, Verleger, *IAU Symposium*, Band 253 von *IAU Symposium*, 289–299.
- Borucki, W. J.; Koch, D.; Basri, G. u. a., 2010. *Kepler Planet-Detection Mission: Introduction and First Results*. *Science*, 327, 977–.
- Bouvier, J.; Forestini, M. & Allain, S., 1997. *The angular momentum evolution of low-mass stars*. *Astron. Astrophys.*, 326, 1023–1043.
- Broeg, C.; Fernández, M. & Neuhäuser, R., 2005. *A new algorithm for differential photometry: computing an optimum artificial comparison star*. *Astronomische Nachrichten*, 326, 134–142.
- Brown, T. M.; Latham, D. W.; Everett, M. E. & Esquerdo, G. A., 2011. *Kepler Input Catalog: Photometric Calibration and Stellar Classification*. *Astron. J.*, 142, 112.
- Bryson, S. T.; Tenenbaum, P.; Jenkins, J. M. u. a., 2010. *The Kepler Pixel Response Function*. *Astrophys. J. Letters*, 713, L97–L102.
- Carmichael, H., 1964. *A Process for Flares*. *NASA Special Publication*, 50, 451.
- Carrington, R. C., 1859. *Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859*. *MNRAS*, 20, 13–15.
- Charbonneau, P., 2010. *Dynamo Models of the Solar Cycle*. *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 3.
- Crosby, N. B.; Aschwanden, M. J. & Dennis, B. R., 1993. *Frequency distributions and correlations of solar X-ray flare parameters*. *Solar Physics*, 143, 275–299.
- Cutri, R. M.; Skrutskie, M. F.; van Dyk, S. u. a., 2003. *VizieR Online Data Catalog: 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources (Cutri+ 2003)*. *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0.
- Daubechies, I., Verleger, 1992. *Ten lectures on wavelets*.
- Domingo, V.; Fleck, B. & Poland, A. I., 1995. *The SOHO Mission: an Overview*. *Solar Physics*, 162, 1–37.
- Fan, Y., 2009. *Magnetic Fields in the Solar Convection Zone*. *Living Reviews in Solar Physics*, 6, 4.

- Fanelli, M. N.; Jenkins, J. M.; Bryson, S. T. u. a., 2011. *Kepler Data Processing Handbook (KSCI-19081-001)*. Tech. rep., NASA-Ames Research Center.
- Fűrész, G.; Szentgyorgyi, A. H. & Meibom, S., 2008. *Precision of Radial Velocity Surveys using Multiobject Spectrographs - Experiences with Hectochelle*. In N. C. Santos, L. Pasquini, A. C. M. Correia, & M. Romaniello, Verleger, *Precision Spectroscopy in Astrophysics*, 287–290.
- Frasca, A.; Alcalá, J. M.; Covino, E. u. a., 2003. *Further identification of ROSAT all-sky survey sources in Orion*. *Astron. Astrophys.*, 405, 149–163.
- Fröhlich, H.-E.; Frasca, A.; Catanzaro, G. u. a., 2012. *Magnetic activity and differential rotation in the young Sun-like stars KIC 7985370 and KIC 7765135*. *Astron. Astrophys.*, 543, A146.
- Haigh, J. D., 2003. *The effects of solar variability on the Earth's climate*. Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 361, 95.
- Hale, G. E. & Nicholson, S. B., 1925. *The Law of Sun-Spot Polarity*. *Astrophys. J.*, 62, 270.
- Hawley, S. L.; Allred, J. C.; Johns-Krull, C. M. u. a., 2003. *Multiwavelength Observations of Flares on AD Leonis*. *Astrophys. J.*, 597, 535–554.
- Hirayama, T., 1974. *Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model*. *Solar Physics*, 34, 323–338.
- Howell, S. B., 2006. *Handbook of CCD Astronomy*.
- Hudson, H. S.; Wolfson, C. J. & Metcalf, T. R., 2006. *White-Light Flares: A TRACE/RHESSI Overview*. *Solar Physics*, 234, 79–93.
- Hursen, K. A. & Ross, R., 1996. *GOES Imager: overview and evolutionary development*. In E. R. Washwell, Verleger, *GOES-8 and Beyond*, Band 2812 von *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 160–173.
- Jefferys, W. H. & Berger, J. O., 1992. *Ockham's Razor and Bayesian Analysis*. *American Scientist*, 80, 64–72.
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L., 1995. *Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud*. *Astrophys. J. Suppl.*, 101, 117.

- Kitze, M.; Neuhäuser, R.; Hambaryan, V. & Ginski, C., 2014. *Superflares on the slowly rotating solar-type stars KIC10524994 and KIC07133671?* MNRAS, 442, 3769–3776.
- Kopp, R. A. & Pneuman, G. W., 1976. *Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon.* Solar Physics, 50, 85–98.
- Kowalski, A. F.; Hawley, S. L.; Holtzman, J. A. u. a., 2010. *A White Light Megaflare on the dM4.5e Star YZ CMi.* Astrophys. J. Letters, 714, L98–L102.
- Kretzschmar, M., 2011. *The Sun as a star: observations of white-light flares.* Astron. Astrophys., 530, A84.
- Leighton, R. B., 1969. *A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle.* Astrophys. J., 156, 1.
- Lin, R. P.; Dennis, B. R.; Hurford, G. J. u. a., 2002. *The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI).* Solar Physics, 210, 3–32.
- Liu, Y.; Hoeksema, J. T.; Scherrer, P. H. u. a., 2012. *Comparison of Line-of-Sight Magnetograms Taken by the Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager and Solar and Heliospheric Observatory/Michelson Doppler Imager.* Solar Physics, 279, 295–316.
- Lomb, N. R., 1976. *Least-squares frequency analysis of unequally spaced data.* Astrophys. Space Sci., 39, 447–462.
- Maehara, H.; Shibayama, T.; Notsu, S. u. a., 2012. *Superflares on solar-type stars.* Nature, 485, 478–481.
- Matthews, S. A.; van Driel-Gesztelyi, L.; Hudson, H. S. & Nitta, N. V., 2003. *A catalogue of white-light flares observed by Yohkoh.* Astron. Astrophys., 409, 1107–1125.
- McQuillan, A.; Aigrain, S. & Mazeh, T., 2013. *Measuring the rotation period distribution of field M dwarfs with Kepler.* MNRAS, 432, 1203–1216.
- McQuillan, A.; Mazeh, T. & Aigrain, S., 2014. *Rotation Periods of 34,030 Kepler Main-sequence Stars: The Full Autocorrelation Sample.* Astrophys. J. Suppl., 211, 24.
- Metcalf, T. R.; Alexander, D.; Hudson, H. S. & Longcope, D. W., 2003. *TRACE and Yohkoh Observations of a White-Light Flare.* Astrophys. J., 595, 483–492.

- Miyake, F.; Nagaya, K.; Masuda, K. & Nakamura, T., 2012. *A signature of cosmic-ray increase in AD 774-775 from tree rings in Japan*. *Nature*, 486, 240–242.
- Molenda-Żakowicz, J.; Sousa, S. G.; Frasca, A. u. a., 2013. *Atmospheric parameters of 169 F-, G-, K- and M-type stars in the Kepler field*. *MNRAS*, 434, 1422–1434.
- Mugrauer, M. & Berthold, T., 2010. *STK: A new CCD camera at the University Observatory Jena*. *Astronomische Nachrichten*, 331, 449.
- Neidig, D. F., 1989. *The importance of solar white-light flares*. *Solar Physics*, 121, 261–269.
- Neuhäuser, R. & Hambaryan, V. V., 2014. *A solar super-flare as cause for the ^{14}C variation in AD 774/5 ?* *Astronomische Nachrichten*, 335, 949.
- Neuhäuser, R. & Neuhäuser, D. L., 2015. *Solar activity around AD 775 from aurorae and radiocarbon*. *Astronomische Nachrichten*, 336, 225.
- Notsu, Y.; Shibayama, T.; Maehara, H. u. a., 2013. *Superflares on Solar-type Stars Observed with Kepler II. Photometric Variability of Superflare-generating Stars: A Signature of Stellar Rotation and Starspots*. *Astrophys. J.*, 771, 127.
- Parker, E. N., 1955. *Hydromagnetic Dynamo Models*. *Astrophys. J.*, 122, 293.
- Pinsonneault, M. H.; An, D.; Molenda-Zakowicz, J. u. a., 2012. *VizieR Online Data Catalog: Effective temperature scale for KIC stars (Pinsonneault+, 2012)*. *VizieR Online Data Catalog*, 219, 90030.
- R Core Team, 2015. *R: A Language and Environment for Statistical Computing*. R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria.
- Ruediger, G. & Brandenburg, A., 1995. *A solar dynamo in the overshoot layer: cycle period and butterfly diagram*. *Astron. Astrophys.*, 296, 557.
- Sanchez, S.; Fournier, A.; Pinheiro, K. & Aubert, J., 2013. *A mean-field Babcock-Leighton solar dynamo model with long-term variability*. *ArXiv e-prints*.
- Scargle, J. D., 1982. *Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data*. *Astrophys. J.*, 263, 835–853.
- Schaefer, B. E., 1989. *Flashes from normal stars*. *Astrophys. J.*, 337, 927–933.

- , 1991. *Flares on Mira stars?* *Astrophys. J. Letters*, 366, L39–L42.
- , 2012. *Astrophysics: Startling superflares.* *Nature*, 485, 456–457.
- Schaefer, B. E.; King, J. R. & Deliyannis, C. P., 2000. *Superflares on Ordinary Solar-Type Stars.* *Astrophys. J.*, 529, 1026–1030.
- Schrijver, C. J.; Beer, J.; Baltensperger, U. u. a., 2012. *Estimating the frequency of extremely energetic solar events, based on solar, stellar, lunar, and terrestrial records.* *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117, A08103.
- Shibata, K.; Isobe, H.; Hillier, A. u. a., 2013. *Can Superflares Occur on Our Sun?* *Publications of the ASJ*, 65, 49.
- Shibayama, T.; Maehara, H.; Notsu, S. u. a., 2013. *Superflares on Solar-type Stars Observed with Kepler. I. Statistical Properties of Superflares.* *Astrophys. J. Suppl.*, 209, 5.
- Shimizu, T., 1995. *Energetics and Occurrence Rate of Active-Region Transient Brightenings and Implications for the Heating of the Active-Region Corona.* *Publications of the ASJ*, 47, 251–263.
- Skumanich, A., 1972. *Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion.* *Astrophys. J.*, 171, 565.
- Smith, J. A.; Tucker, D. L.; Kent, S. u. a., 2002. *The u'g'r'i'z' Standard-Star System.* *Astron. J.*, 123, 2121–2144.
- Soetaert, K. & Petzoldt, T., 2010. *Inverse modelling, sensitivity and monte carlo analysis in R using package FME.* *Journal of Statistical Software*, 33(3), 1–28.
- Sousa, S. G.; Santos, N. C.; Israelian, G. u. a., 2007. *A new code for automatic determination of equivalent widths: Automatic Routine for line Equivalent widths in stellar Spectra (ARES).* *Astron. Astrophys.*, 469, 783–791.
- Sturrock, P. A., 1966. *Model of the High-Energy Phase of Solar Flares.* *Nature*, 211, 695–697.
- Unsöld, A. & Baschek, B., 2002. *Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie und Astrophysik.*

Van Cleve, J. E. & Caldwell, D. A., 2011. *Kepler Instrument Handbook (KSCI-19033)*.

Wichmann, R.; Fuhrmeister, B.; Wolter, U. & Nagel, E., 2014. *Kepler super-flare stars: what are they?* Astron. Astrophys., 567, A36.

A Vorläufige sonnenartige Superflare-Sterne

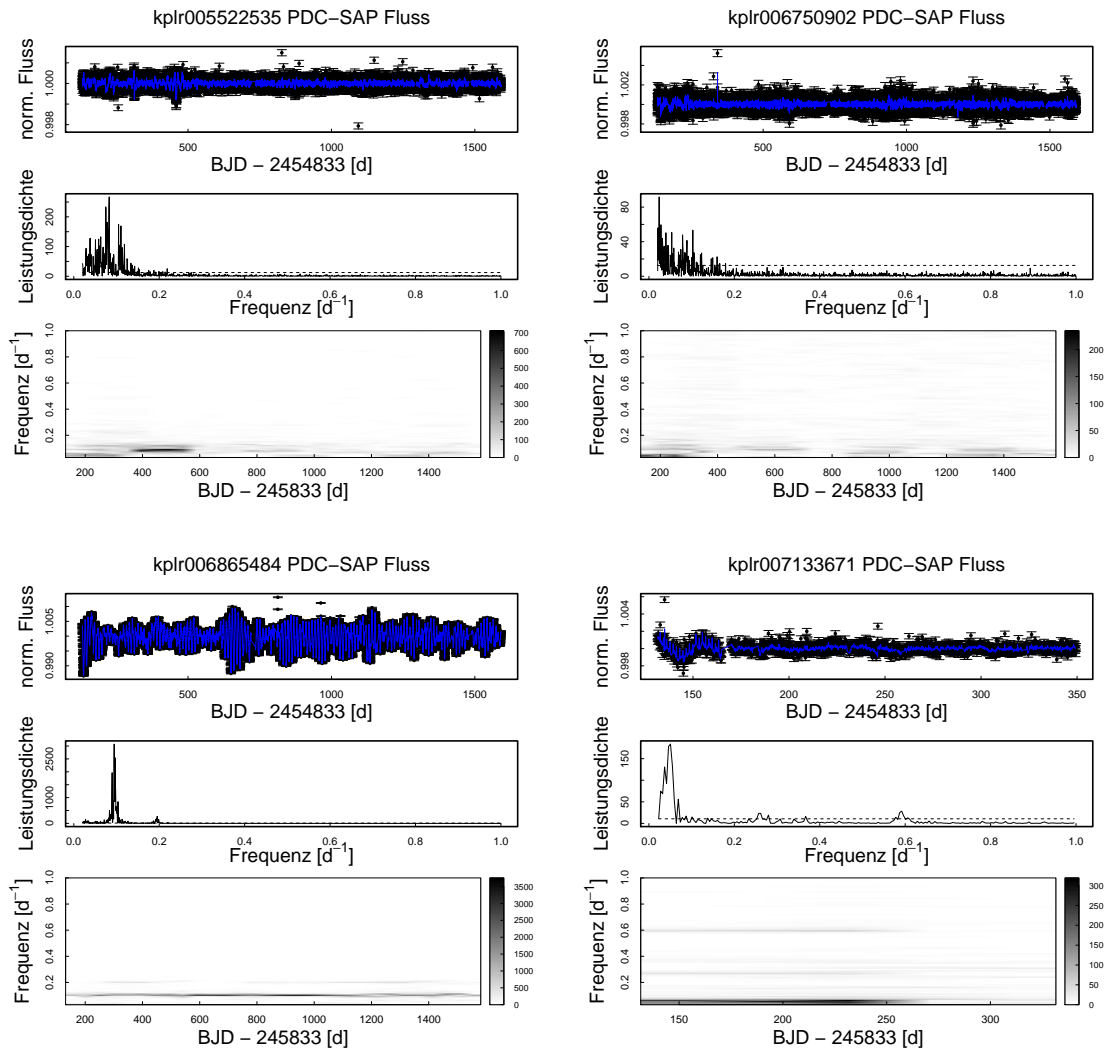


Abbildung A.1: PDC-SAP-Flüsse und Periodogramme vorläufig sonnenartiger Superflare-Sterne aus der Studie von Shibayama u. a. (2013).

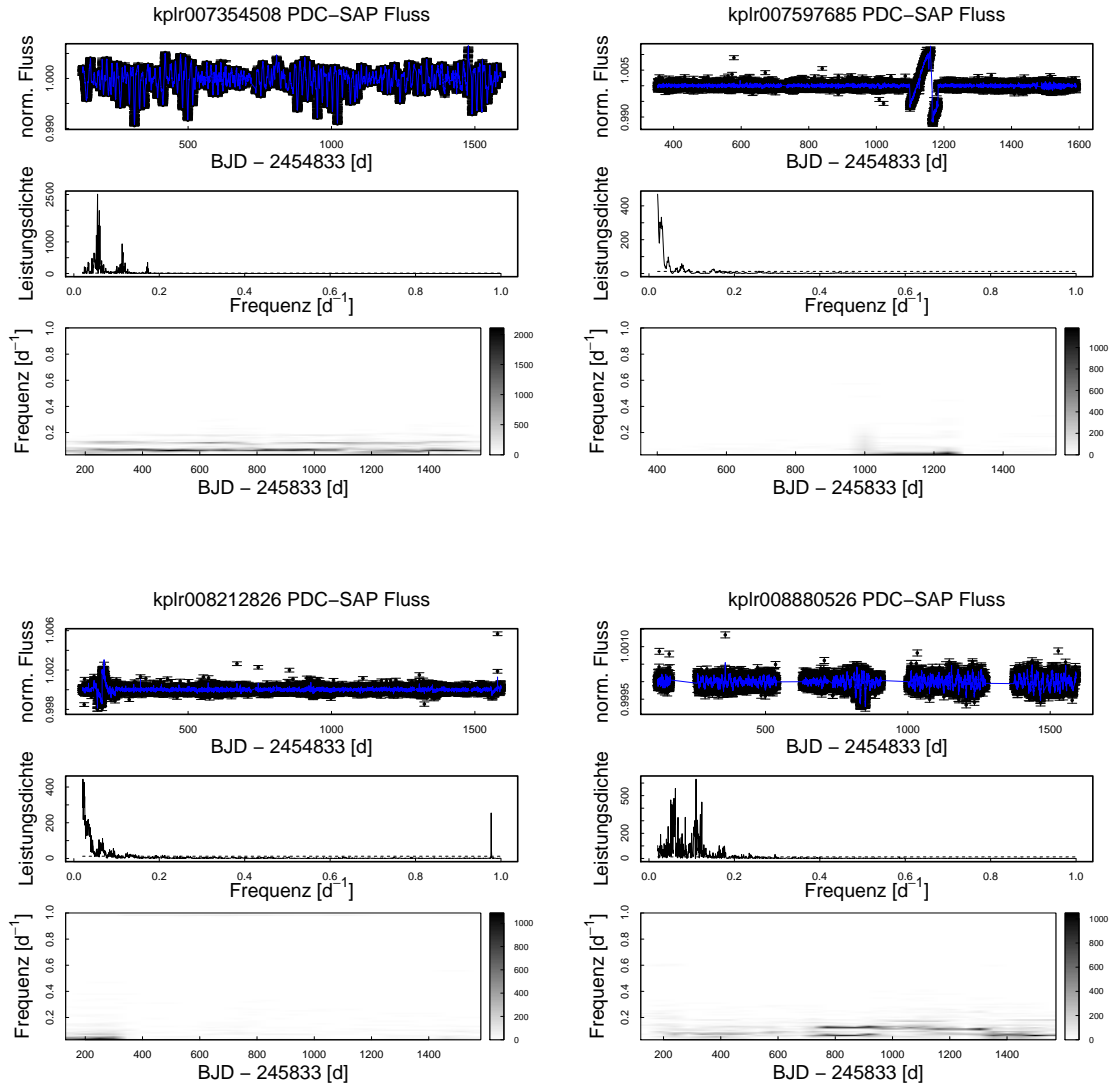


Abbildung A.2: PDC-SAP-Flüsse und Periodogramme vorläufig sonnenartiger Superflare-Sterne aus der Studie von Shibayama u. a. (2013).

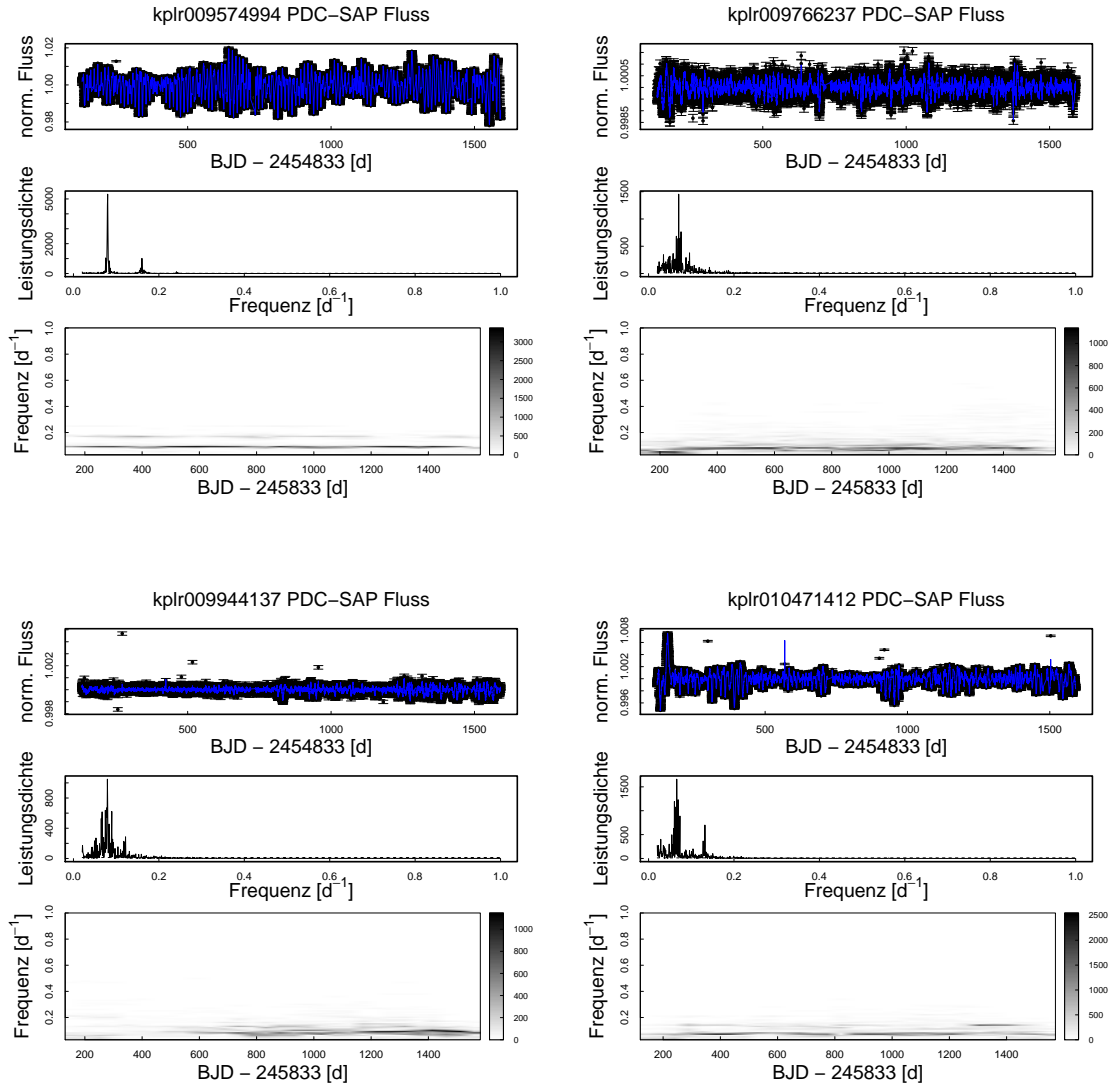


Abbildung A.3: PDC-SAP-Intensitäten und Periodogramme vorläufig sonnenartiger Superflare-Sterne aus der Studie von Shibayama u. a. (2013).

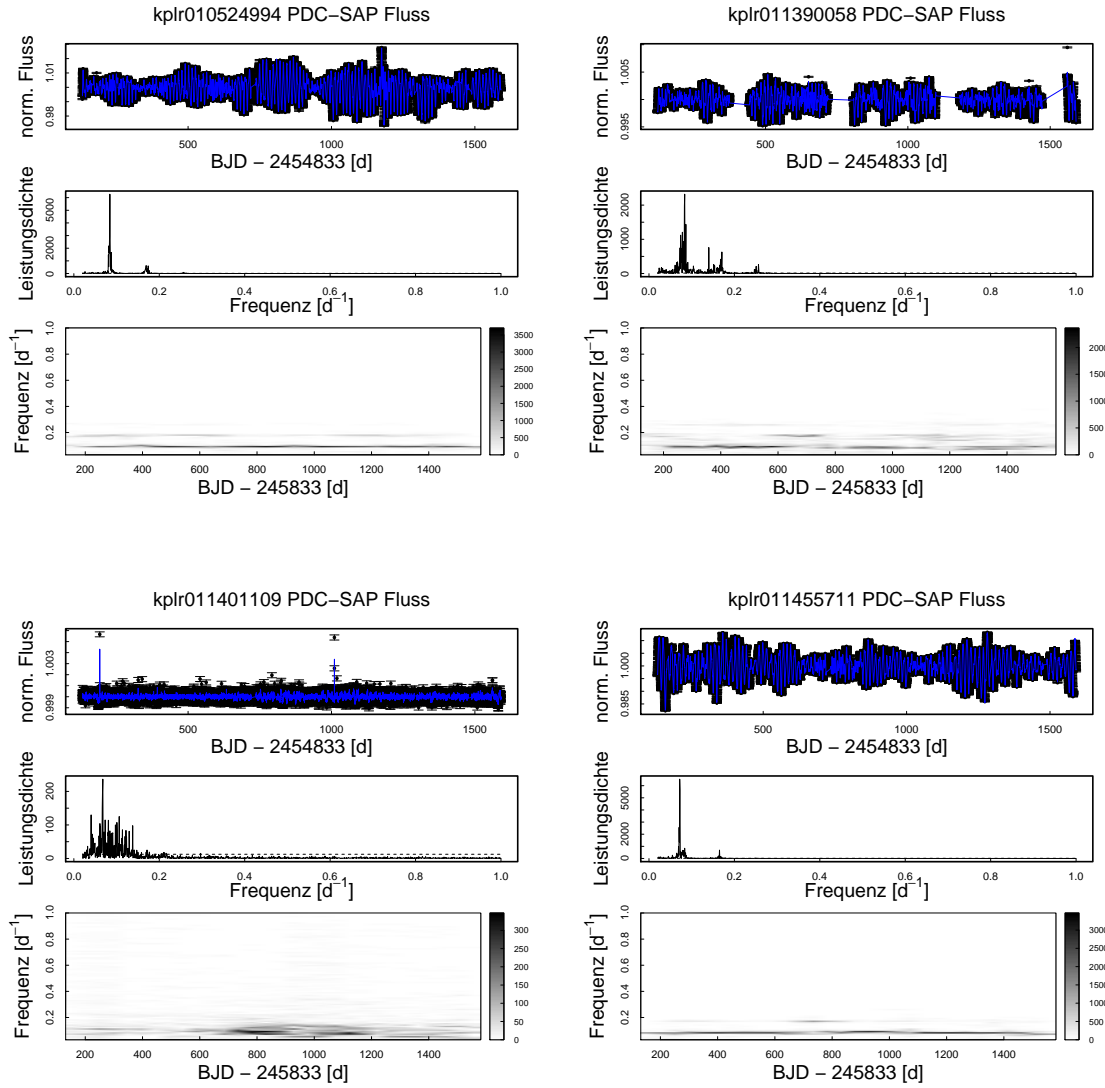


Abbildung A.4: PDC-SAP-Intensitäten und Periodogramme vorläufig sonnenartiger Superflare-Sterne aus der Studie von Shibayama u. a. (2013).

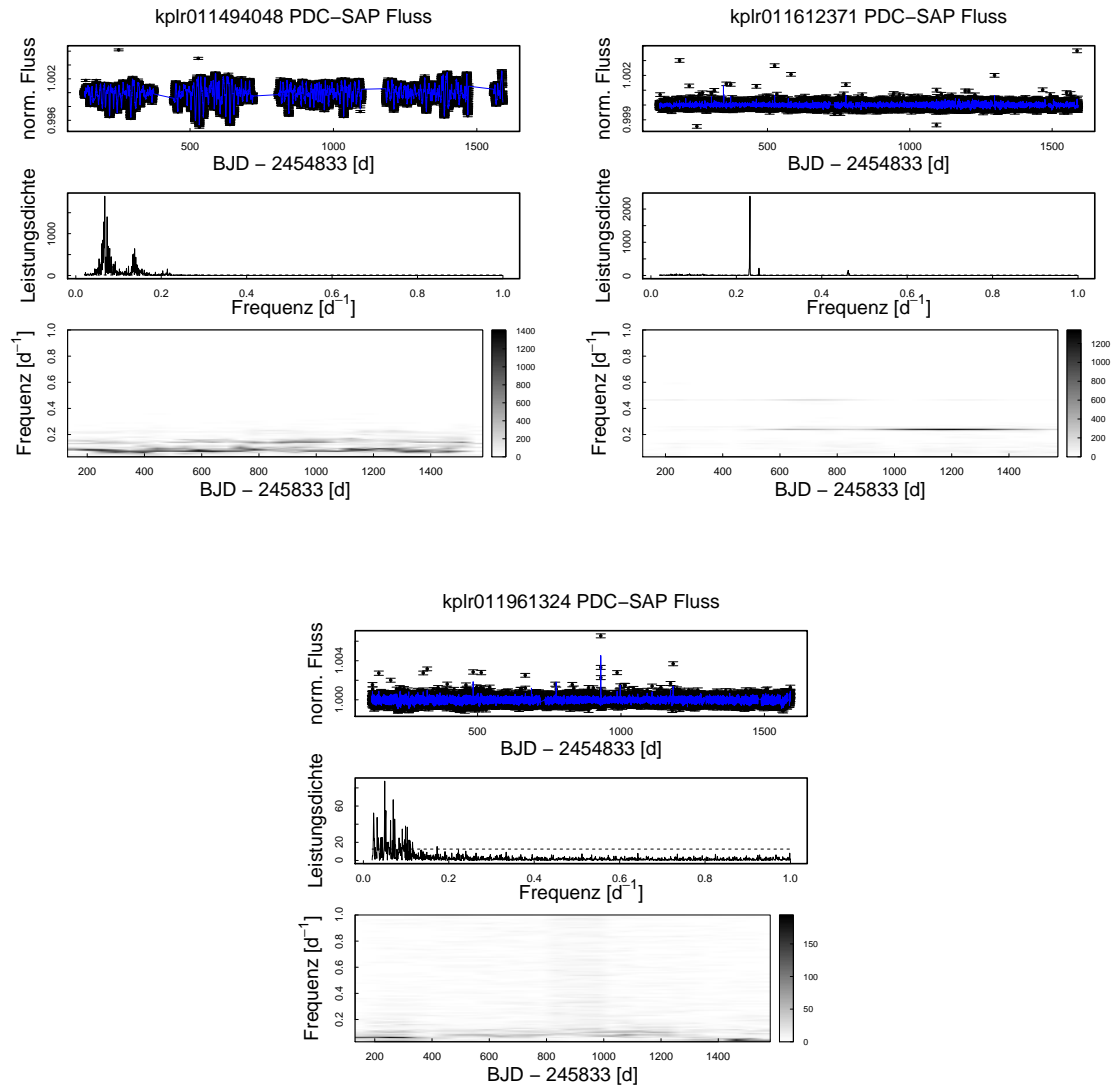


Abbildung A.5: PDC-SAP-Intensitäten und Periodogramme vorläufig sonnenartiger Superflare-Sterne aus der Studie von Shibayama u. a. (2013).

B Superflares bei Sternen mit einem gyrochronologischen Alter > 2 Gyr

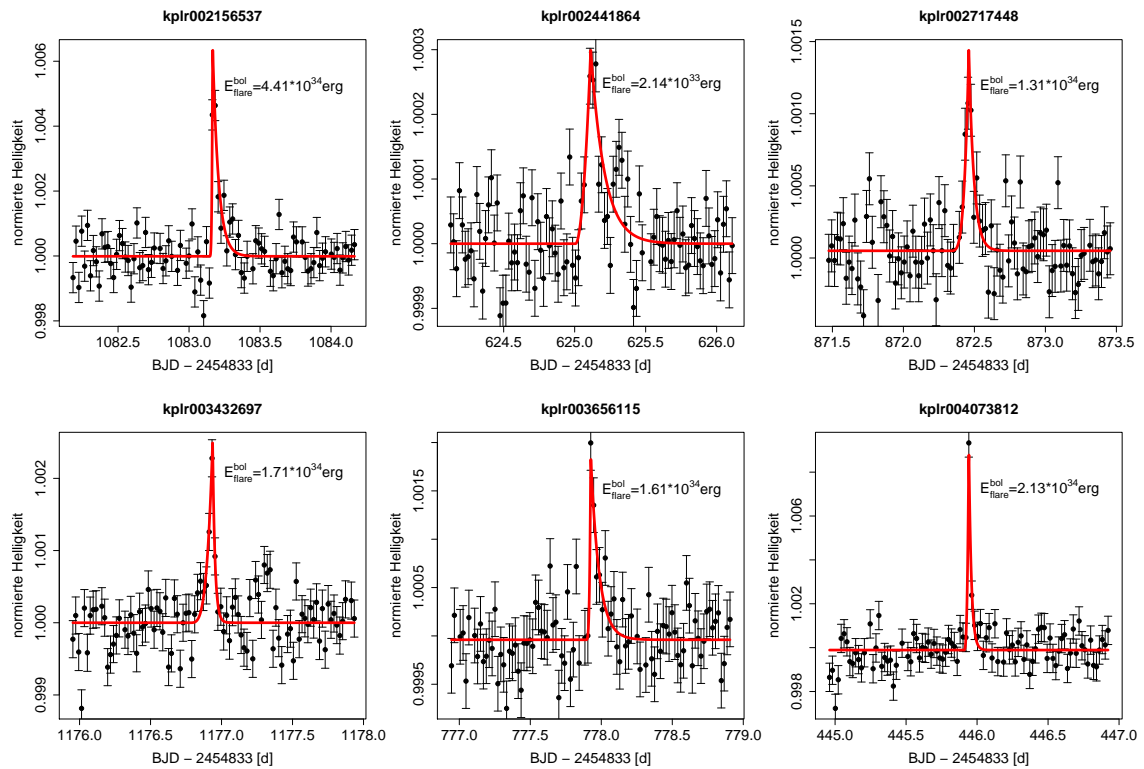


Abbildung B.1: Flare-Detektionen 1-6

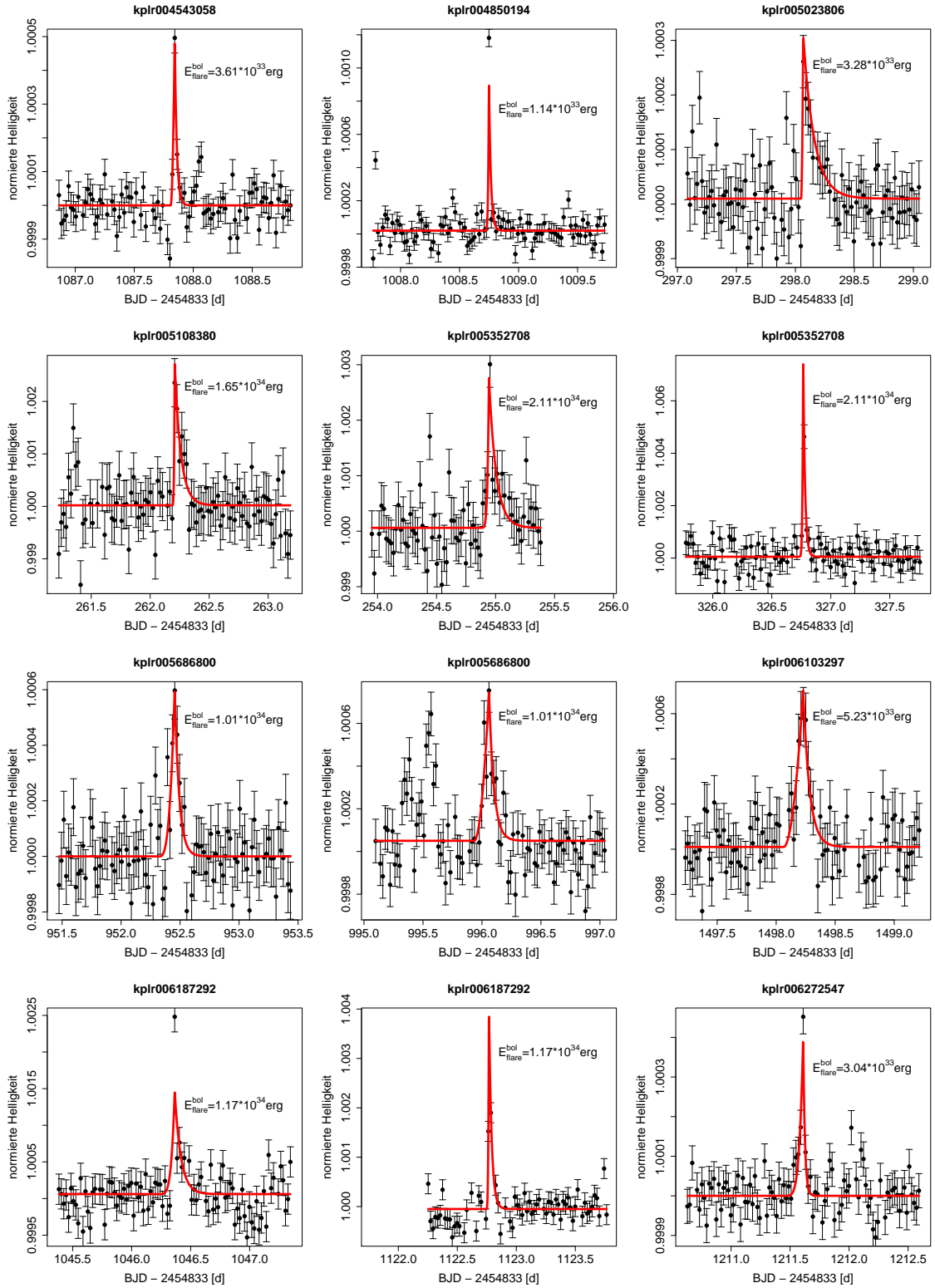


Abbildung B.2: Flare-Detektionen 7-18

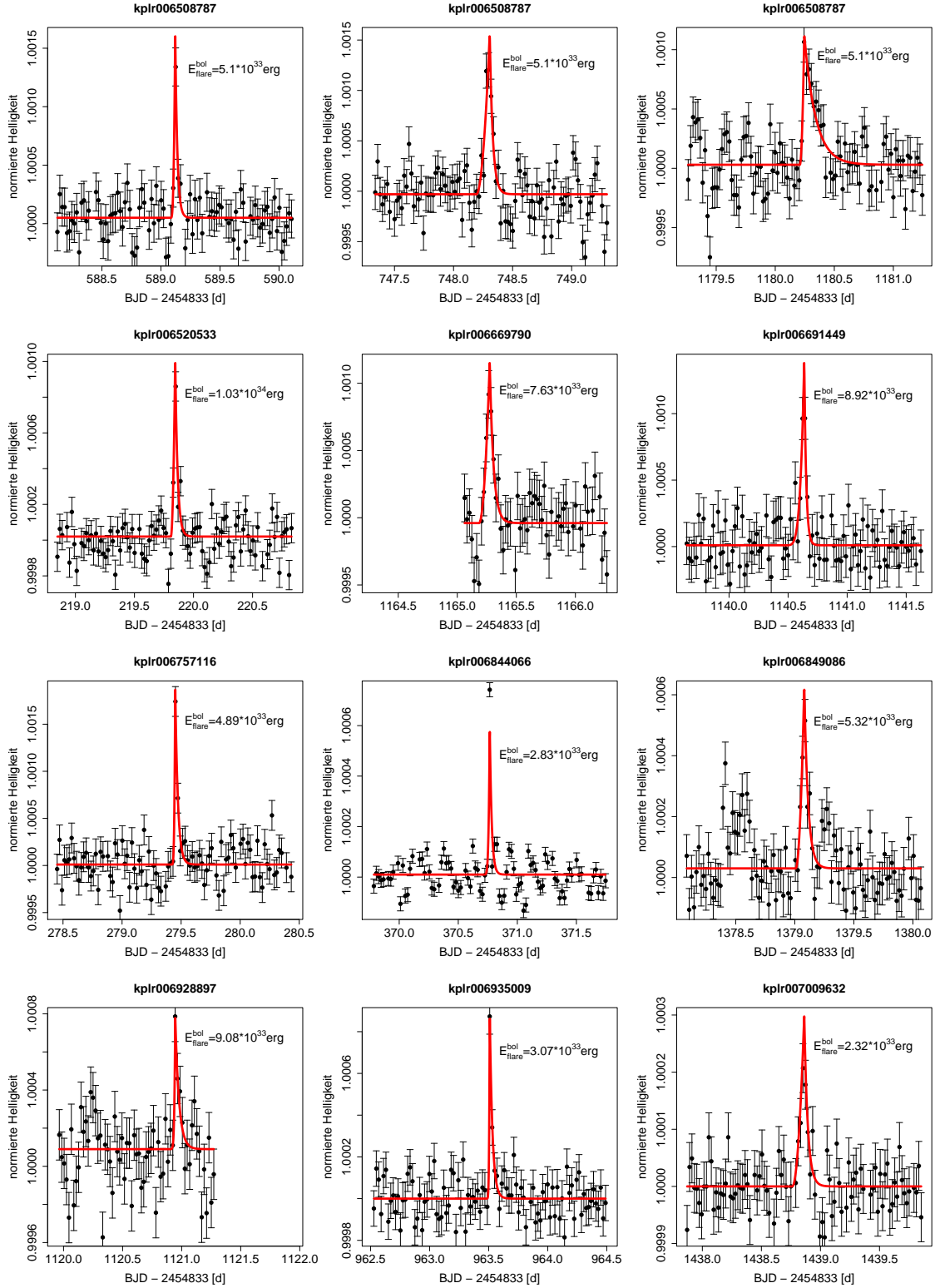


Abbildung B.3: Flare-Detektionen 19-30

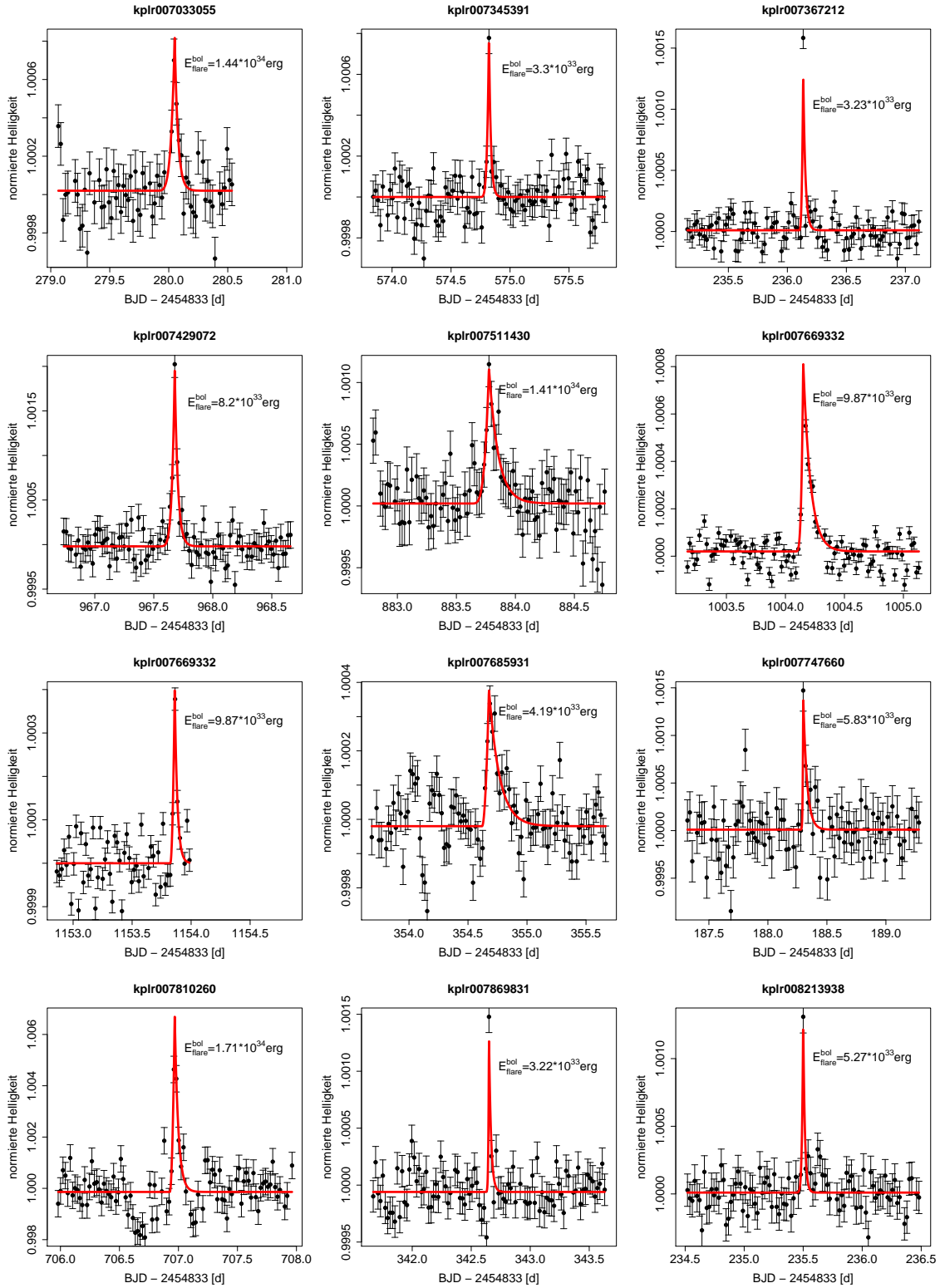


Abbildung B.4: Flare-Detektionen 31-42

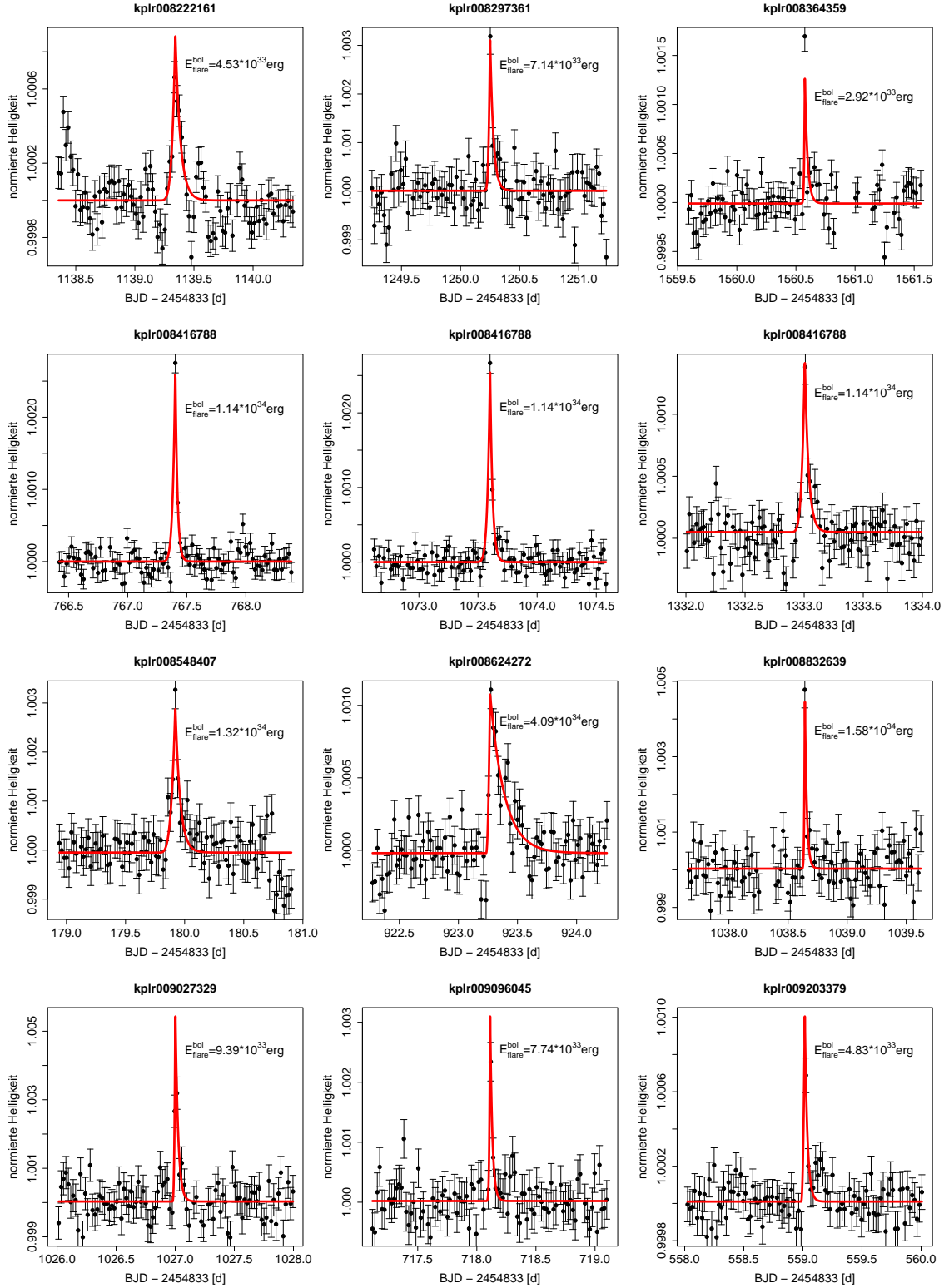


Abbildung B.5: Flare-Detektionen 43-54

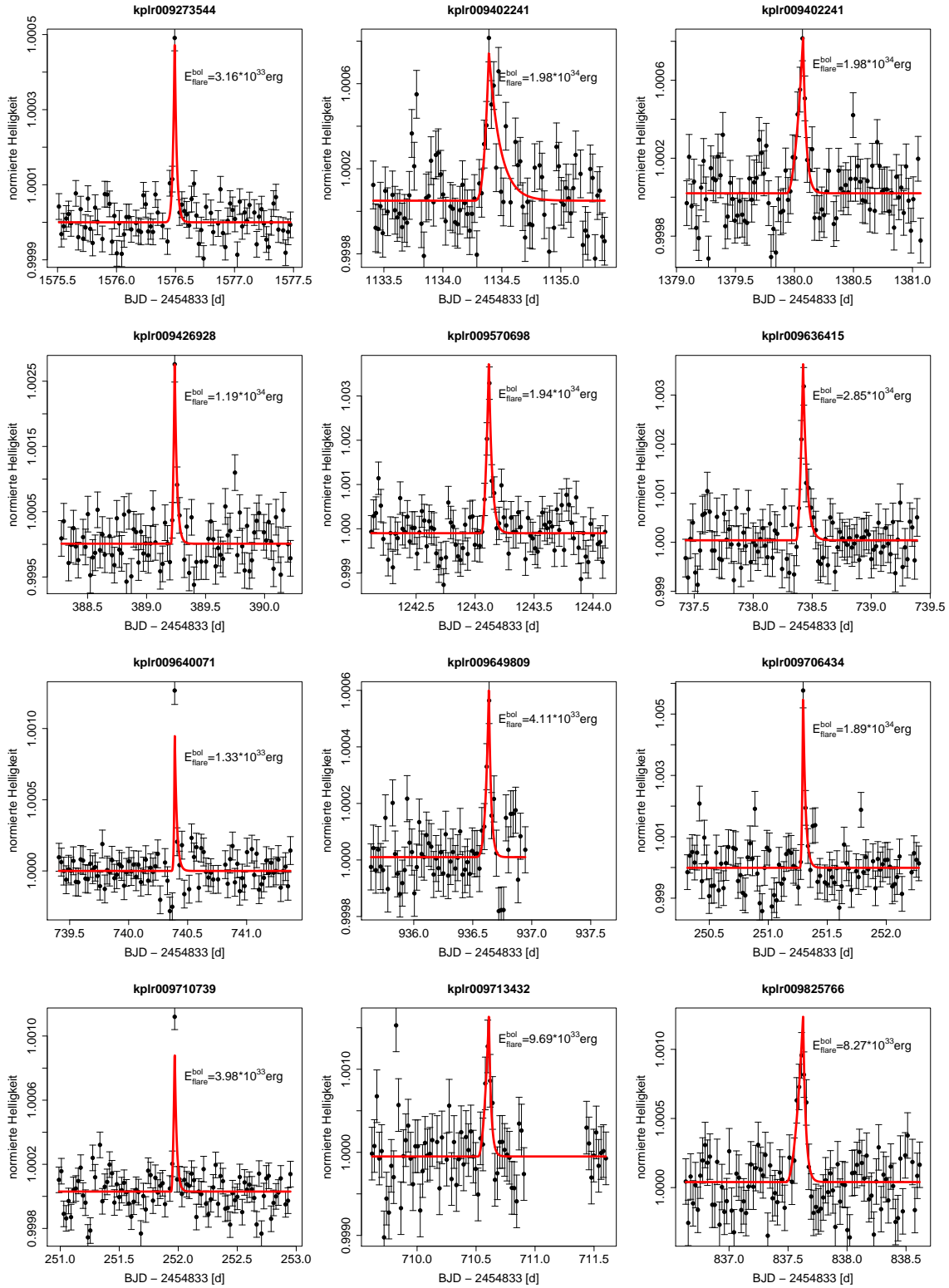


Abbildung B.6: Flare-Detektionen 55-66

ANHANG B. SUPERFLARES BEI STERNEN MIT EINEM GYROCHRONOLOGISCHEN ALTER > 2 GYR

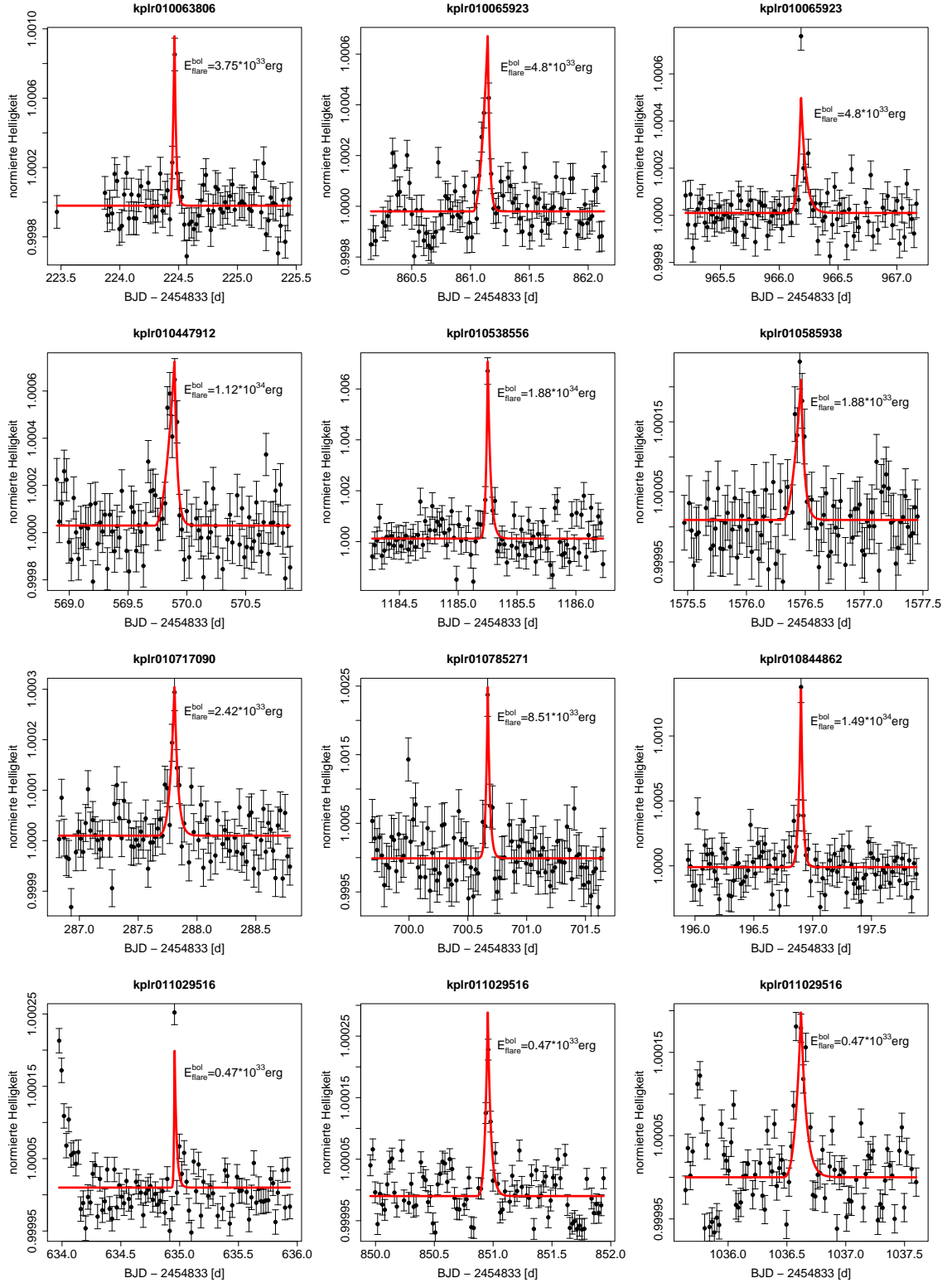


Abbildung B.7: Flare-Detektionen 67-78

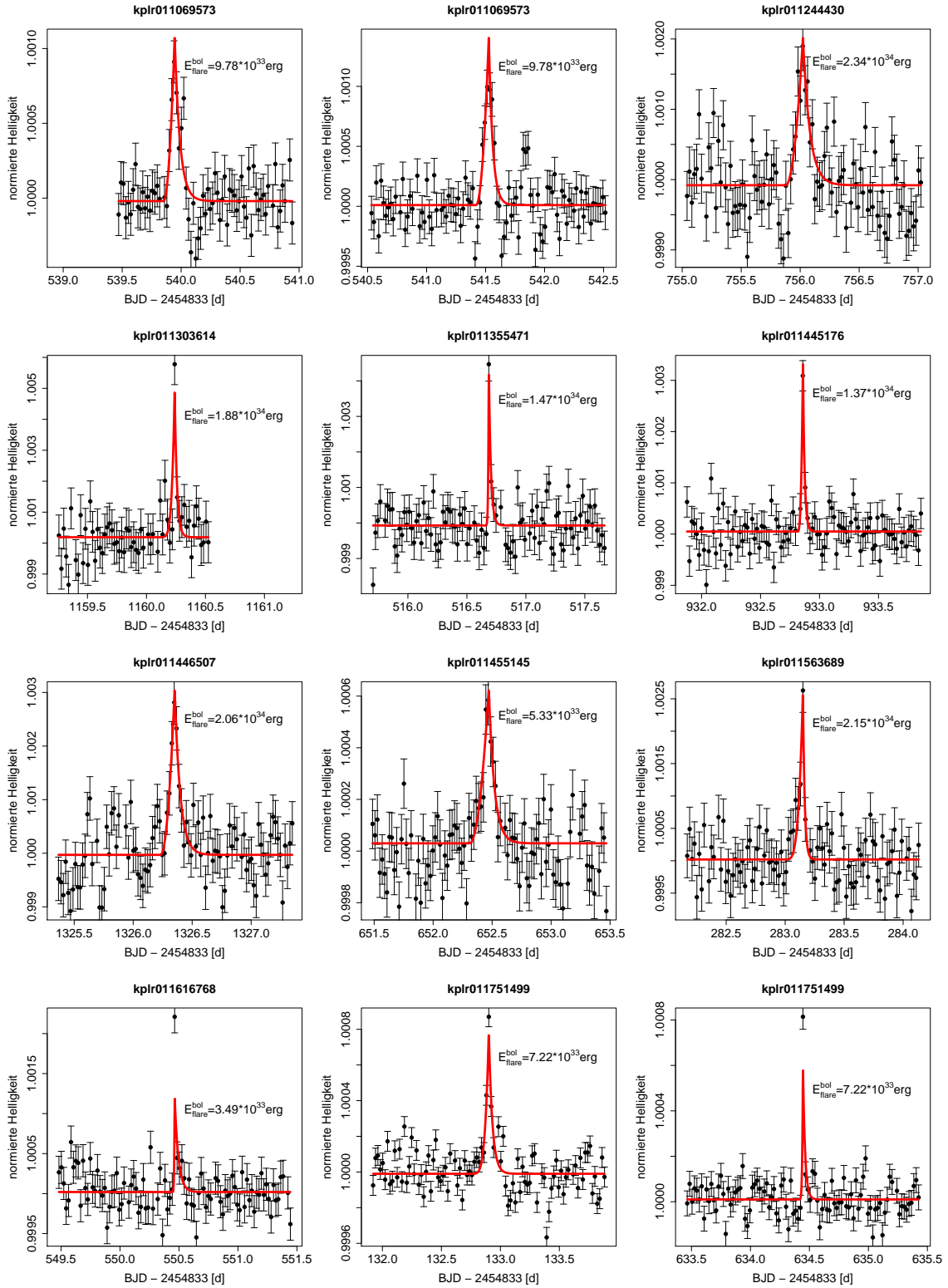


Abbildung B.8: Flare-Detektionen 79-90

ANHANG B. SUPERFLARES BEI STERNEN MIT EINEM GYROCHRONOLOGISCHEN ALTER > 2 GYR

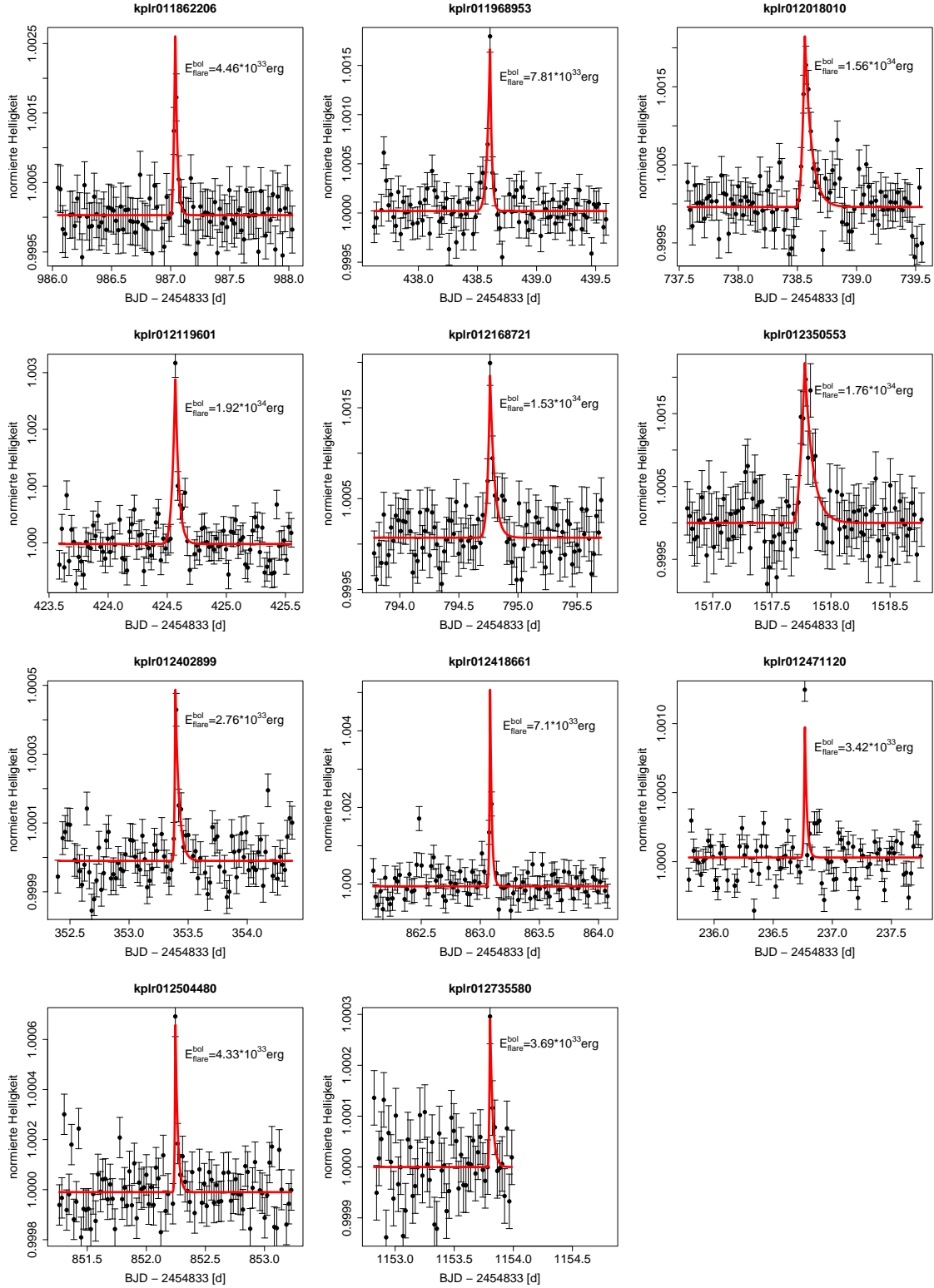


Abbildung B.9: Flare-Detektionen 91-101

Tabelle B.1: Fitergebnisse aller 101 Superflares bei 87 mutmaßlich sonnenartigen *Kepler*-Sternen. $F_0 \dots$ Normallicht, $\alpha \dots$ Exponent, $t_d \dots$ $1/e$ -Abfall, $A \dots$ Amplitude, $t_1 \dots$ Flare-Beginn, $t_2 \dots$ Flare-Peak-Zeit, $t_{end} \dots$ Flare-Ende, $L_{flare}^{bol} \dots$ bolometrische Flare-Leuchtkraft, $E_{flare}^{bol} \dots$ bolometrische Flare-Energie, $E_{num}^{bol} \dots$ numerisch bestimmte Energie, $E_{planck}^{bol} \dots$, über das Planck-Gesetz und den Kepler-Filter bestimmte Energie, $d_{equ} \dots$ Äquivalentdauer

KIC-Nummer	F_0	α	t_d [d]	A	t_1 [d]	t_2 [d]	t_{end} [d]	L_{flare}^{bol} [10^{31} erg/s]	E_{flare}^{bol} [10^{35} erg]	E_{num}^{bol} [10^{35} erg]	E_{planck}^{bol} [10^{35} erg]	d_{equ} [s]
2156537	1,000	4	0,041	0,007	1083,144	1083,166	1083,290	0,800	0,317	0,352	0,441	28,690
2441864	1,000	2	0,097	0,000	625,006	625,113	625,405	0,022	0,027	0,022	0,021	2,908
2717448	1,000	4	0,036	0,001	872,329	872,461	872,567	0,184	0,107	0,114	0,131	8,521
3432697	1,000	4	0,016	0,003	1176,771	1176,937	1176,986	0,316	0,154	0,138	0,171	10,846
3656115	1,000	4	0,059	0,002	777,892	777,926	778,103	0,258	0,142	0,143	0,161	10,767
4073812	1,000	3	0,017	0,009	445,908	445,942	445,994	0,779	0,188	0,198	0,213	23,835
4543058	1,000	2	0,017	0,001	1087,808	1087,843	1087,895	0,135	0,040	0,039	0,036	1,432
4850194	1,000	5	0,016	0,001	1008,715	1008,749	1008,798	0,051	0,008	0,012	0,011	2,183
5023806	1,000	2	0,094	0,000	298,048	298,066	298,347	0,038	0,031	0,033	0,033	2,196
5108380	1,000	4	0,052	0,003	262,187	262,208	262,365	0,275	0,119	0,132	0,165	12,940
5352708	1,000	6	0,061	0,003	254,868	254,944	255,128	0,277	0,168	0,181	0,211	17,482
5352708	1,000	7	0,015	0,008	326,722	326,766	326,811	0,809	0,149	0,136	0,158	13,104
5686800	1,000	3	0,038	0,001	952,324	952,454	952,569	0,148	0,099	0,087	0,101	3,787
5686800	1,000	2	0,042	0,001	995,934	996,059	996,184	0,153	0,130	0,123	0,143	5,365
6103297	1,000	2	0,054	0,001	1498,062	1498,229	1498,391	0,057	0,065	0,055	0,052	6,586
6187292	1,000	5	0,052	0,001	1046,219	1046,365	1046,522	0,150	0,101	0,107	0,117	9,939
6187292	1,000	4	0,022	0,004	1122,744	1122,768	1122,834	0,437	0,103	0,075	0,082	6,950
6272547	1,000	5	0,015	0,000	1211,446	1211,611	1211,655	0,066	0,027	0,030	0,030	1,941
6508787	1,000	3	0,018	0,002	589,085	589,121	589,174	0,179	0,046	0,045	0,051	3,969
6508787	1,000	2	0,026	0,002	748,193	748,306	748,383	0,180	0,126	0,091	0,104	8,062
6508787	1,000	2	0,096	0,001	1180,208	1180,246	1180,534	0,126	0,106	0,113	0,129	10,050
6520533	1,000	2	0,020	0,001	219,808	219,845	219,906	0,292	0,095	0,090	0,103	3,056
6669790	1,000	2	0,032	0,001	1165,184	1165,275	1165,370	0,128	0,082	0,059	0,076	5,592
6691449	1,000	5	0,016	0,001	1140,470	1140,637	1140,685	0,201	0,084	0,085	0,089	6,093

Fortsetzung auf nächster Seite

KIC-Nummer	F_0	α	t_d [d]	A	t_1 [d]	t_2 [d]	t_{end} [d]	L_{flare}^{bol} [10^{31} erg/s]	E_{flare}^{bol} [10^{35} erg]	E_{num}^{bol} [10^{35} erg]	E_{planck}^{bol} [10^{35} erg]	d_{equ} [s]
6757116	1,000	4	0,023	0,002	279,421	279,450	279,517	0,161	0,040	0,045	0,049	5,201
6844066	1,000	6	0,016	0,001	370,711	370,766	370,815	0,122	0,022	0,027	0,028	1,426
6849086	1,000	2	0,033	0,001	1379,008	1379,080	1379,178	0,094	0,052	0,049	0,053	3,014
6928897	1,000	7	0,032	0,001	1120,894	1120,945	1121,042	0,177	0,053	0,083	0,091	3,483
6935009	1,000	5	0,023	0,001	963,483	963,509	963,578	0,098	0,023	0,029	0,031	2,557
7009632	1,000	2	0,029	0,000	1438,762	1438,863	1438,951	0,040	0,027	0,022	0,023	1,439
7033055	1,000	5	0,028	0,001	279,886	280,051	280,134	0,246	0,125	0,123	0,144	4,027
7345391	1,000	5	0,016	0,001	574,741	574,821	574,869	0,136	0,037	0,037	0,033	2,067
7367212	1,000	3	0,018	0,001	236,101	236,134	236,189	0,142	0,029	0,031	0,032	2,761
7429072	1,000	7	0,026	0,002	967,511	967,677	967,756	0,156	0,067	0,074	0,082	9,665
7511430	1,000	4	0,078	0,001	883,627	883,776	884,009	0,103	0,099	0,123	0,141	12,831
7669332	1,000	4	0,062	0,001	1004,086	1004,151	1004,336	0,204	0,131	0,093	0,099	3,453
7669332	1,000	2	0,022	0,000	1153,824	1153,861	1153,928	0,116	0,040	0,033	0,035	1,238
7685931	1,000	2	0,089	0,000	354,619	354,678	354,946	0,052	0,048	0,041	0,042	3,243
7747660	1,000	7	0,033	0,001	188,270	188,299	188,397	0,128	0,040	0,054	0,058	5,948
7810260	1,000	2	0,030	0,007	706,927	706,968	707,059	0,383	0,165	0,140	0,171	25,027
7869831	1,000	7	0,017	0,001	342,614	342,650	342,702	0,181	0,032	0,031	0,032	2,300
8213938	1,000	7	0,014	0,001	235,427	235,500	235,542	0,165	0,035	0,047	0,053	3,705
8222161	1,000	5	0,043	0,001	1139,199	1139,342	1139,471	0,096	0,056	0,045	0,045	3,945
8297361	1,000	4	0,027	0,003	1250,201	1250,250	1250,332	0,167	0,056	0,064	0,071	12,359
8364359	1,000	7	0,023	0,001	1560,534	1560,575	1560,643	0,103	0,017	0,027	0,029	3,371
8416788	1,000	7	0,018	0,003	767,248	767,403	767,456	0,400	0,137	0,100	0,114	6,698
8416788	1,000	7	0,021	0,003	1073,448	1073,602	1073,664	0,394	0,145	0,130	0,149	8,719
8416788	1,000	5	0,032	0,001	1332,873	1333,006	1333,101	0,216	0,107	0,096	0,110	6,428
8548407	1,000	4	0,041	0,003	179,777	179,921	180,043	0,180	0,116	0,108	0,132	18,285
8624272	1,000	2	0,122	0,001	923,235	923,268	923,634	0,383	0,407	0,352	0,409	10,449
8832639	1,000	7	0,016	0,005	1038,607	1038,642	1038,691	0,394	0,072	0,108	0,158	12,716
9027329	1,000	3	0,023	0,006	1026,975	1027,001	1027,069	0,304	0,080	0,075	0,094	14,125
9096045	1,000	6	0,019	0,003	718,074	718,112	718,168	0,265	0,057	0,056	0,077	6,778
9203379	1,000	2	0,022	0,001	558,986	559,016	559,081	0,223	0,070	0,050	0,048	2,279
9273544	1,000	7	0,017	0,001	1576,380	1576,493	1576,544	0,122	0,035	0,033	0,032	1,306
9402241	1,000	3	0,095	0,001	1134,267	1134,390	1134,675	0,143	0,161	0,175	0,198	8,446

Fortsetzung auf nächster Seite

KIC-Nummer	F_0	α	t_d [d]	A	t_1 [d]	t_2 [d]	t_{end} [d]	L_{flare}^{bol} [10^{31} erg/s]	E_{flare}^{bol} [10^{35} erg]	E_{num}^{bol} [10^{35} erg]	E_{planck}^{bol} [10^{35} erg]	d_{equ} [s]
9402241	1,000	2	0,026	0,001	1379,935	1380,073	1380,152	0,175	0,142	0,114	0,129	5,503
9426928	1,000	2	0,019	0,003	389,207	389,238	389,295	0,351	0,105	0,102	0,119	8,086
9570698	1,000	2	0,027	0,004	1243,051	1243,117	1243,196	0,380	0,193	0,159	0,194	16,096
9636415	1,000	2	0,031	0,004	738,363	738,423	738,517	0,519	0,269	0,240	0,285	16,908
9640071	1,000	6	0,018	0,001	740,354	740,390	740,444	0,058	0,012	0,015	0,013	2,598
9649809	1,000	4	0,019	0,001	936,516	936,637	936,693	0,084	0,035	0,038	0,041	2,719
9706434	1,000	3	0,020	0,006	251,266	251,295	251,356	0,508	0,132	0,154	0,189	17,746
9710739	1,000	2	0,017	0,001	251,940	251,970	252,020	0,136	0,031	0,036	0,040	2,383
9713432	1,000	2	0,019	0,002	710,518	710,609	710,666	0,230	0,126	0,093	0,097	6,869
9825766	1,000	2	0,023	0,001	837,487	837,627	837,696	0,118	0,092	0,077	0,083	7,583
10063806	1,000	2	0,014	0,001	224,427	224,465	224,507	0,134	0,038	0,033	0,038	2,383
10065923	1,000	2	0,016	0,001	861,023	861,146	861,195	0,137	0,092	0,043	0,048	2,369
10065923	1,000	5	0,039	0,001	966,041	966,186	966,304	0,083	0,045	0,052	0,057	2,834
10447912	1,000	2	0,024	0,001	569,728	569,895	569,966	0,130	0,115	0,102	0,112	5,477
10538556	1,000	7	0,024	0,007	1185,136	1185,251	1185,323	0,526	0,180	0,179	0,188	23,815
10585938	1,000	2	0,029	0,000	1576,309	1576,464	1576,552	0,030	0,027	0,019	0,019	1,622
10717090	1,000	4	0,029	0,000	287,642	287,809	287,894	0,035	0,020	0,023	0,024	1,928
10785271	1,000	7	0,018	0,003	700,546	700,669	700,724	0,253	0,077	0,082	0,085	8,005
10844862	1,000	7	0,016	0,001	196,750	196,901	196,951	0,339	0,111	0,130	0,149	5,197
11029516	1,000	7	0,017	0,000	634,919	634,956	635,008	0,022	0,003	0,005	0,005	0,419
11029516	1,000	4	0,027	0,000	850,850	850,954	851,034	0,032	0,014	0,012	0,011	0,979
11029516	1,000	3	0,044	0,000	1036,462	1036,620	1036,753	0,027	0,021	0,016	0,015	1,365
11069573	1,000	2	0,045	0,001	539,851	539,945	540,080	0,146	0,110	0,097	0,098	7,199
11069573	1,000	2	0,033	0,001	541,419	541,527	541,626	0,183	0,131	0,108	0,109	8,009
11244430	1,000	2	0,059	0,002	755,878	756,023	756,200	0,260	0,272	0,196	0,234	15,746
11303614	1,000	6	0,019	0,005	1160,098	1160,239	1160,297	0,343	0,120	0,157	0,188	21,823
11355471	1,000	7	0,017	0,005	516,650	516,686	516,738	0,575	0,109	0,135	0,147	10,544
11445176	1,000	3	0,014	0,003	932,815	932,859	932,902	0,433	0,108	0,112	0,137	8,681
11446507	1,000	2	0,048	0,003	1326,234	1326,352	1326,494	0,232	0,211	0,174	0,206	23,285
11455145	1,000	2	0,048	0,001	652,311	652,472	652,614	0,058	0,059	0,054	0,053	5,496
11563689	1,000	4	0,015	0,003	283,000	283,151	283,194	0,409	0,184	0,209	0,215	13,107
11616768	1,000	6	0,031	0,001	550,440	550,463	550,557	0,070	0,020	0,036	0,035	6,207

Fortsetzung auf nächster Seite

KIC-Nummer	F_0	α	t_d [d]	A	t_1 [d]	t_2 [d]	t_{end} [d]	L_{flare}^{bol} [10^{31} erg/s]	E_{flare}^{bol} [10^{35} erg]	E_{num}^{bol} [10^{35} erg]	E_{planck}^{bol} [10^{35} erg]	d_{equ} [s]
11751499	1,000	5	0,030	0,001	132,745	132,902	132,992	0,132	0,069	0,069	0,072	4,469
11751499	1,000	6	0,018	0,001	634,408	634,445	634,498	0,100	0,020	0,027	0,028	1,734
11862206	1,000	2	0,017	0,003	987,004	987,040	987,091	0,157	0,047	0,039	0,045	6,798
11968953	1,000	6	0,014	0,002	438,441	438,607	438,650	0,156	0,056	0,069	0,078	7,652
12018010	1,000	3	0,057	0,002	738,482	738,562	738,732	0,238	0,163	0,142	0,156	13,297
12119601	1,000	5	0,029	0,003	424,424	424,568	424,655	0,423	0,208	0,171	0,192	11,916
12168721	1,000	7	0,037	0,002	794,608	794,764	794,875	0,255	0,129	0,158	0,153	11,217
12350553	1,000	2	0,067	0,002	1517,680	1517,779	1517,979	0,208	0,186	0,165	0,176	17,404
12402899	1,000	4	0,031	0,001	353,361	353,392	353,485	0,086	0,028	0,027	0,028	1,679
12418661	1,000	7	0,014	0,005	863,039	863,083	863,125	0,581	0,100	0,066	0,071	6,090
12471120	1,000	5	0,017	0,001	236,726	236,767	236,817	0,169	0,029	0,035	0,034	2,107
12504480	1,000	7	0,020	0,001	852,209	852,245	852,305	0,146	0,031	0,038	0,043	1,823
12735580	1,000	2	0,022	0,000	1153,784	1153,803	1153,868	0,117	0,030	0,034	0,037	0,882

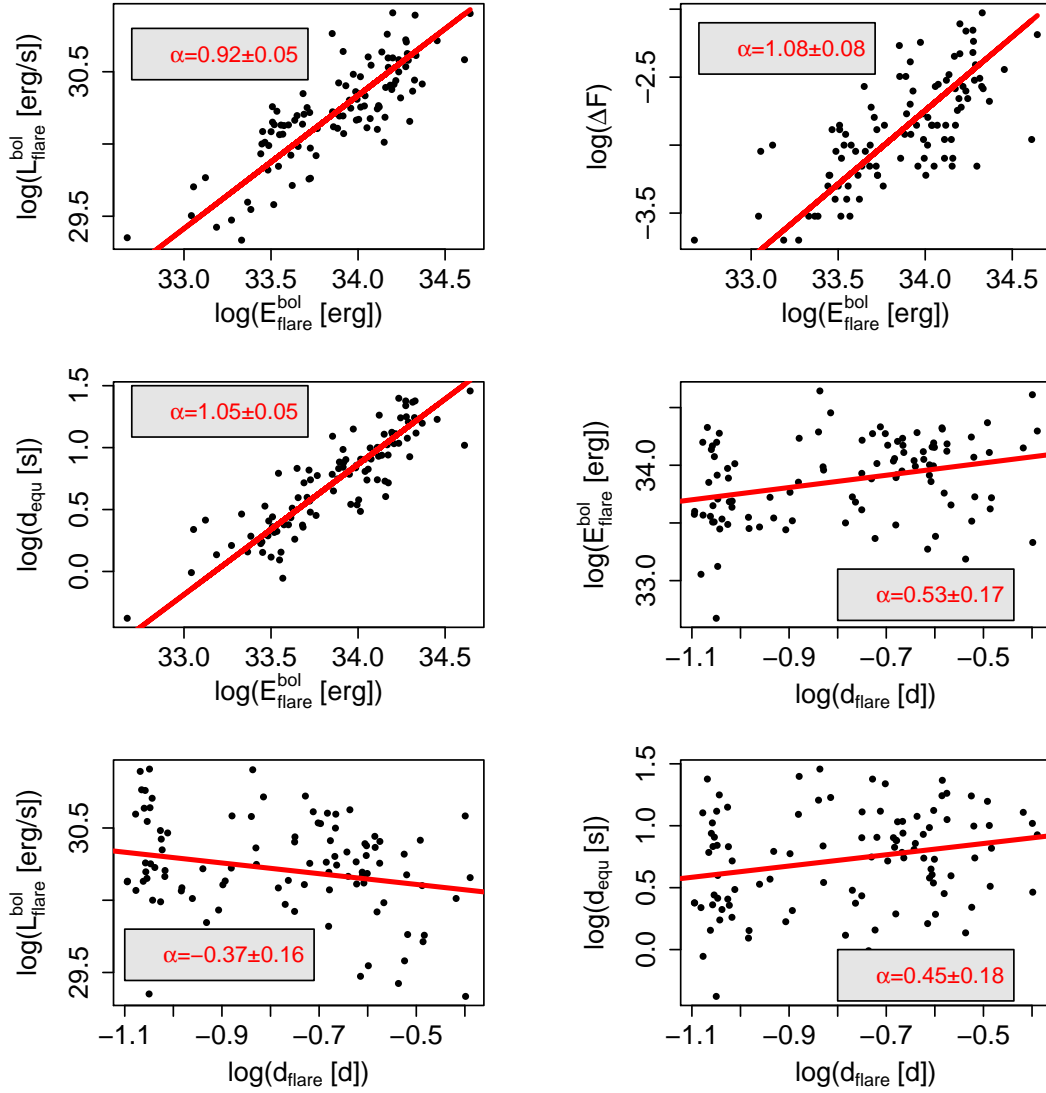


Abbildung B.10: Gegenüberstellung der Flareparameter Leuchtkraft $L_{\text{flare}}^{\text{bol}}$, Energie $E_{\text{flare}}^{\text{bol}}$, relative Amplitude ΔF , Gesamtdauer d_{flare} und Äquivalentdauer d_{equ} von 101 detektierten Superflares bei 87 mutmaßlichen sonnenartigen Sternen mit einem Alter > 2 Gyr. Die ersten drei Gegenüberstellungen ($L_{\text{flare}}^{\text{bol}}$ über $E_{\text{flare}}^{\text{bol}}$, ΔF über $E_{\text{flare}}^{\text{bol}}$, d_{equ} über d_{flare}) zeigen einen exponentiellen Zusammenhang, der in der doppelt logarithmischen Darstellung als linearer Verlauf erkennbar ist und sich jeweils über mehr als eine Größenordnung erstreckt. In den darauf folgenden drei Abbildungen ist der lineare Verlauf nicht so deutlich erkennbar und unter Vorbehalt zu betrachten. Überraschend ist, dass die maximale Leuchtkraft bei Flare-Ereignissen mit einer größeren Gesamtdauer tendenziell kleiner wird.

C Kurzzeitvariabilität von KIC006865484 und KIC008880526

Kepler-Beobachtungen mit langer Kadenzzeit haben eine Zeitauflösung von 29,4 min. Jeder Datenpunkt stellt eine Addition von 270 aufeinanderfolgenden Belichtungen mit jeweils 6,54 s Belichtungszeit dar. Ein plötzlicher und kurz andauernder Helligkeitsausbruch kann durch die Addition an Wichtung verlieren, sodass ein Flare-Ereignis mit einer Gesamtdauer von weniger als 29,4 min unentdeckt bleiben kann. Aus diesem Grund wurden die beiden *Kepler*-Sterne KIC006865484 ($K_p = 13,78$ mag) und KIC008880526 ($K_p = 12,75$ mag) an der universitätseigenen Sternwarte in Großschwabhausen mit einer Zeitauflösung (Belichtungsdauer+Auslesedauer) von 1,15 min nachbeobachtet. KIC006865484 wurde für die Nachbeobachtung ausgewählt, da der Stern die größte mittlere Superflare-Rate der besonders sonnenartigen Sterne aus Shibayama u. a. (2013) hatte und damit die Wahrscheinlichkeit am größten war, auch kleinere bzw. kürzere Ausbrüche zu registrieren. Im Falle von KIC008880526 sollte die Rotationsperiodendetektion überprüft werden.

An der Beobachtungsstation in Großschwabhausen wird eine CCD-Schmidtamera (STK) mit einer Apertur von $D = 0.6$ m und $f/D = 3$ betrieben (Mugrauer & Berthold, 2010). Die Beobachtungen der *Kepler*-Sterne wurden im Schmidt-Modus durchgeführt. Im Zeitraum zwischen August 2014 und November 2014 wurden die *Kepler*-Sterne in fast jeder photometrischen Nacht über mehrere Stunden hinweg beobachtet. KIC006865484 konnte insgesamt 6 Nächte lang beobachtet werden, wobei insgesamt 1028 Belichtungen mit einer Belichtungszeit von 60 s durchgeführt wurden. KIC006865484 wurde in insgesamt 13 Nächten beobachtet, in denen 1038 Belichtungen entstanden. Die unkalibrierten Pixelrohdaten des 1024x1024 Pixel großen CCD-Detektors der Schmidtamera werden zunächst in FITS-Dateien gespeichert. Diese Rohbilder wurden in jeder Nacht um Kalibrationsmessungen wie Weißlichtbilder (FLATS), Dunkelstrombilder (DARKS) sowie Messungen des elektronischen Aufwertes (BIAS) zur Gewährleistung positiver Signale ergänzt (Howell, 2006).

Für jede einzelne Belichtung wurde eine standardisierte Datenreduktion durchgeführt, um die Rohbilder zu kalibrieren und um Bildfehler der CCD-Astronomie zu korrigieren (Howell, 2006). Dazu wurde die Software IRAF⁽²⁵⁾ genutzt. Die Einzelbilder standen nach der Reduktion für die wissenschaftliche Vermessung der Helligkeiten aller im Gesichtsfeld vorhandenen Sterne zur Verfügung. Dazu war es erforderlich, die genaue Position der Sterne im Gesichtsfeld zu kennen. Mithilfe der Software GAIA/S-

⁽²⁵⁾Image Reduction and Analysis Facility ist ein Softwarepaket zur astronomischen Bildauswertung und wird zur Verfügung gestellt von NOAO (iraf.noao.edu).

Extractor⁽²⁶⁾ wurde eine initiale Objektdetektion durchgeführt, um eine Referenzkoordinatenliste aller Sterne zu erstellen. Die Position eines Sterns kann durch ungenaue Nachführung des Teleskopes von Bild zu Bild leicht variieren. Die Anzahl detektierter Objekte kann ebenfalls von Bild zu Bild abweichen. Diese Verschiebungen und Indexdiskontinuitäten konnten über die Methode kongruenter Dreiecke durch Abgleich der Referenzkoordinatenliste mit den bildbezogenen Koordinatenlisten zurückgerechnet und korrigiert werden. Für diese Prozedur wurde ein Programm von Ronny Errmann verwendet⁽²⁷⁾. Man erhielt eine eindeutige Zuordnung temporärer Pixelkoordinaten zu einem Stern.

An den errechneten Koordinaten der Referenzsterne wurde nun die Helligkeit der Sterne über der Zeit über Aperturphotometrie vermessen (Howell, 2006). Anschließend wurde der Einfluss atmosphärischer Effekte wie die sich über eine Beobachtungsnacht verändernde Luftmasse, Wettereinflüsse bzw. atmosphärische Extinktion durch die Anwendung differentieller Photometrie herauskorrigiert (Broeg u. a., 2005).

Die Lichtkurven der Sterne KIC006865484 und KIC008880526 sind in den Abb. C.1 und Abb. C.2 für einzelne Beobachtungsnächte dargestellt. Zur besseren Veranschaulichung wurden die Helligkeiten auf einen mittleren Fluss von 1 normiert. Die Lichtkurven haben eine um etwa Faktor 50 größere Streuung als die *Kepler*-Daten. Es konnten keine kurzzeitvariablen Flare-Ereignisse in den Lichtkurven detektiert werden.

Die Lichtkurven von KIC006865484 und KIC008880526 wurden in die in dieser Arbeit ermittelten Rotationsperioden (siehe Abschnitt 1.3.3) gefaltet. Diese phasengefalteten und gebinneten Datenpunkte sind in Abb. C.3 für zwei vollständige Rotationszyklen dargestellt. Aufgrund von Beobachtungslücken durch schlechtes Wetter und dem Tag-Nacht-Zyklus sind nur etwa 50% der Zyklen mit Beobachtungsdaten abgedeckt. Für die Lichtkurven wurden sinusförmige Kurvenanpassungen durchgeführt, welche als rote durchgehende Kurven in Abb. C.3 erkennbar sind. Die in Abschnitt 1.3.3 ermittelte Rotationsperiode von 16.6 d für KIC008880526 kann anhand der phasengefalteten Darstellung nicht bestätigt werden, da sehr viele phasengleiche Datenpunkte um mehr als das Doppelte des einfachen photometrischen Fehlers streuen und die angepasste Kurve weniger als die Hälfte der Datenpunkte abdeckt. Im Fall von KIC006865484 deckt die angepasste sinusförmige Kurve die meisten Datenpunkte innerhalb ihres Fehlerbereiches ab. Dennoch kann die Rotationsperiode von 10.6 d nicht mit Sicherheit bestätigt werden, da auch ein konstanter Verlauf die meisten Datenpunkte mit Bezug auf ihr Fehlerintervall überdecken würde.

Mit der Beobachtung über einen noch längeren Zeitraum kann die Qualität der phasengefalteten Lichtkurven verbessert werden, da der Fehler gebinneter Datenpunkte mit der Wurzel der Anzahl an Datenpunkten kleiner wird und die Phasenabdeckung durch mehr Datenpunkte größer. Weiterhin kann die Effektivität der Suche nach Kurzzeitereignissen gesteigert werden, in dem alle Sterne innerhalb des Gesichtsfeldes der STK auf Flare-Ereignisse untersucht werden.

⁽²⁶⁾Graphical Astronomy and Image Analysis Tool (star-www.dur.ac.uk/~pdraper/gaia/gaia.html)

⁽²⁷⁾Das Programm *automat.py* ist am AIU Jena verfügbar

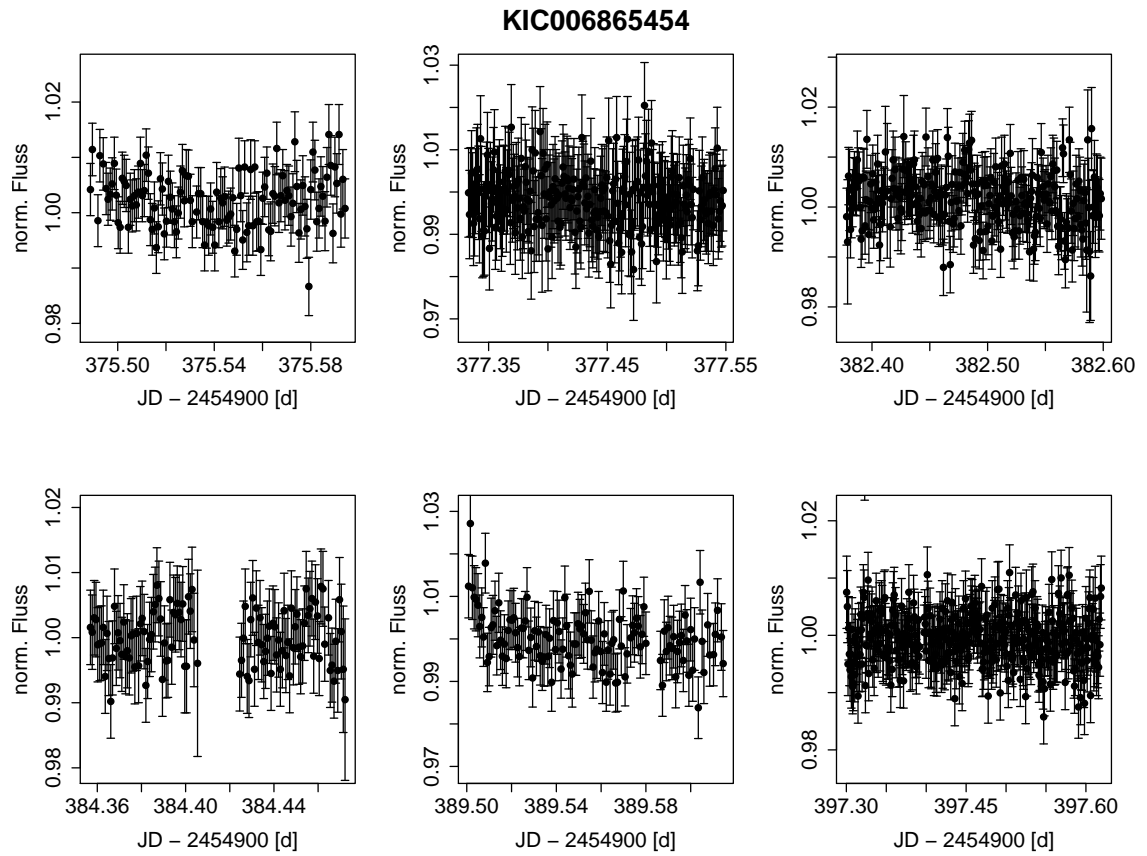


Abbildung C.1

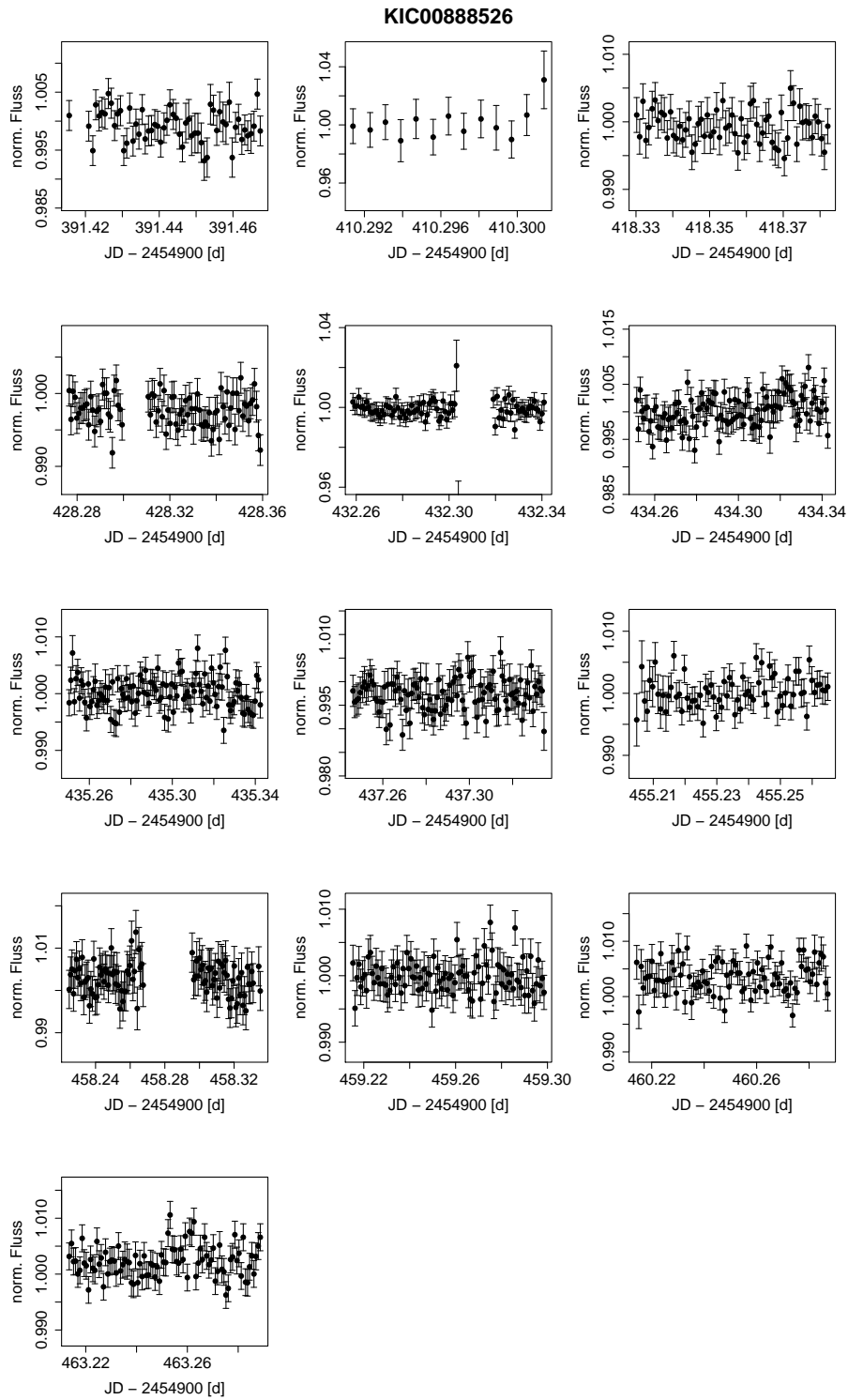


Abbildung C.2

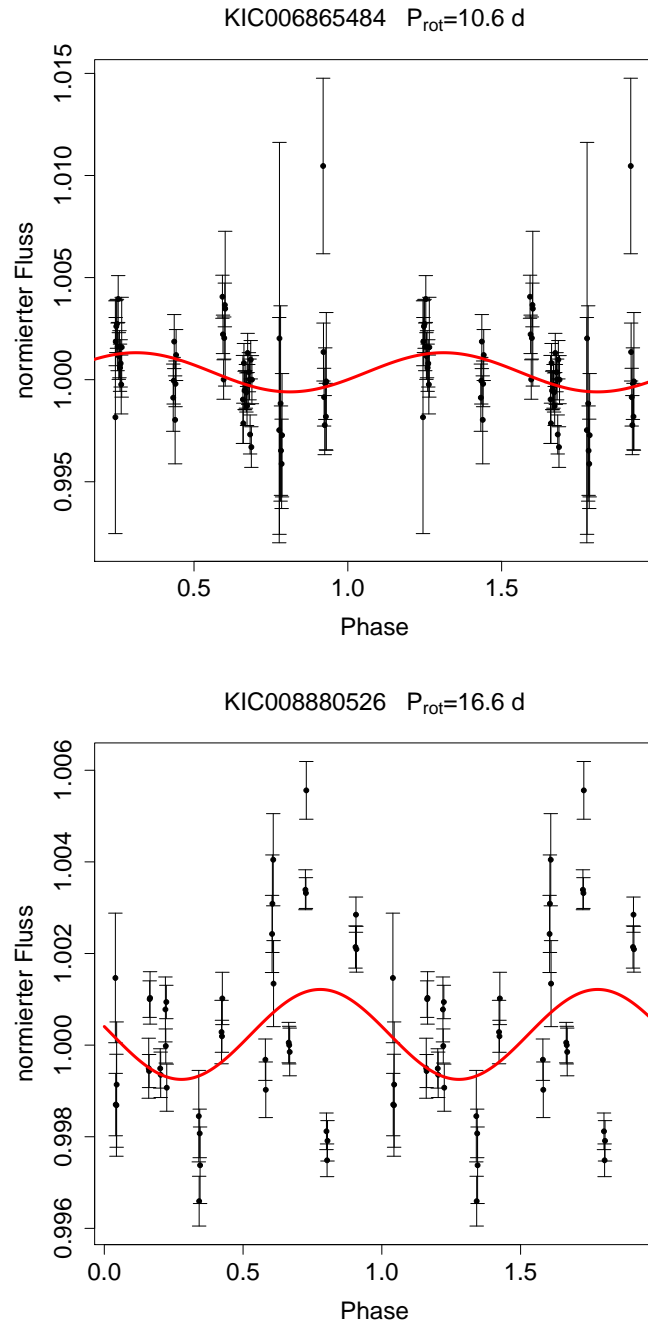


Abbildung C.3: Phasenfaltung der Sterne KIC006865484 und KIC008880526 in die Perioden 10,6 d und 16,6 d.

D Quellcodes

D.1 Programme zur Flare-Detektion und Flare-Klassifizierung

Quellcode D.1: Programm zur Trendkorrektur und Flare-Detektion

```
#Author: Manfred Kitze
# Waveletanalyse der Kepler Lichtkurven
# Auffinden von Flare Ereignissen mittels Frequenzbandfilter --- nur R\
  ucktransformation in niedrigeren Frequenzb\ndern

source("/astro/so69duk/R/Skripte/kepler_functions_wavelets.r")
kriterium<-Pause()
suppressWarnings(kriterium<-as.numeric(kriterium))

Pause2 <- function () {
  x<-readline()
}

library(bcp)
library(MASS)
library(plotrix)
library(maxLik)
library(MCMCpack)
#library(mcmc)
library(minpack.lm)
library(wavelets)
library(FITSio)
library(plot3D)

gap<-0.3 #minimale Zeitdifferenz f\ur Beobachtungsluecke

master_list<-scan(file="alle_sterne.txt",what=character(),skip=0,quiet=TRUE) #Master_
  list enth\alt alle Stern-Einzellisten
suppressWarnings(dir.create("lichtkurven"))
suppressWarnings(dir.create("detected_flares"))

for (single_list in master_list) {
  master_times<-NULL
  master_flux<-NULL
  master_err<-NULL
  flares_total<-NULL

  erledigt<-scan("erledigt.txt",what=character(),quiet=TRUE)

  if (single_list %in% erledigt) {
    print(paste("Stern_",single_list,"_bereits_ausgewertet"))
    next
  }
  write(single_list,file="erledigt.txt",ncolumns=1,append=TRUE)
```

```

system(paste("ls_1-quarter*/", single_list, "*llc.fits_1", single_list, "_liste", sep="")
)
dateilist<-scan(file=paste(single_list, "_liste", sep=""), what=character(), skip=0)

for (datei in dateilist) {

  ### Quartalsweises Einlesen und Bearbeiten der Lichtkurven ### Quartal=Kepler-
  Quarter
  print(datei)      #F\"ur jeden Stern alle Einzellichtkurven
  data<-readFITS(file=datei)

  poly_times<-NULL
  poly_flux<-NULL
  poly_err<-NULL
  poly_indic<-NULL

  daten<-list()

  daten[[1]]<-as.numeric(data$col[[1]])
  daten[[2]]<-as.numeric(data$col[[8]])
  daten[[3]]<-as.numeric(data$col[[9]])
  daten[[5]]<-as.numeric(data$col[[10]])

  daten[[1]]<-daten[[1]][!is.na(daten[[2]])] #-2454900 #Zeit
  daten[[3]]<-daten[[3]][!is.na(daten[[2]])] #fehler
  daten[[5]]<-daten[[5]][!is.na(daten[[2]])] #Quality
  daten[[2]]<-daten[[2]][!is.na(daten[[2]])] #flux

  daten[[2]]<-daten[[2]][!is.na(daten[[1]])]
  daten[[3]]<-daten[[3]][!is.na(daten[[1]])]
  daten[[5]]<-daten[[5]][!is.na(daten[[1]])]
  daten[[1]]<-daten[[1]][!is.na(daten[[1]])]
  daten[[4]]<-rep(0, times=length(daten[[2]]))

  cosmic_rays<-which(daten[[5]] == 128 | daten[[5]] == 8192) #Indices von Cosmics

  if (length(cosmic_rays) > 0) {
    daten[[1]]<-daten[[1]][-cosmic_rays] #Cosmics entfernen
    daten[[2]]<-daten[[2]][-cosmic_rays]
    daten[[3]]<-daten[[3]][-cosmic_rays]
    daten[[4]]<-daten[[4]][-cosmic_rays]
    daten[[5]]<-daten[[5]][-cosmic_rays]
  }

  daten[[3]]<-daten[[3]]/median(daten[[2]]) #Normierung auf 1
  daten[[2]]<-daten[[2]]/median(daten[[2]])

  daten1<-list()
  daten1[[1]]<-daten[[1]]
  daten1[[2]]<-daten[[2]]
  daten1[[3]]<-daten[[3]]
  daten1[[4]]<-daten[[4]]

  avg_timestep<-median(daten[[1]][2:length(daten[[1]])]-daten[[1]][1:(length(daten
    [[1]])-1)])

  ### Beginn Intervalle bilden ###

  intervale<-which(daten[[1]][2:length(daten[[1]])]-daten[[1]][1:(length(daten[[1]])
    -1)] > gap) #Aufsplitten der Lichtkurve in einzelne Intervalle
  intervale<-append(intervalle, length(daten[[1]]), after=length(intervalle))
  intervale<-append(intervalle, 0, after=0)
  intervallist<-list() #f\"ur jede Lichtkurve eine Liste mit einzelnen Intervallen
  tindex<-list()
  chi2_diff<-NULL
  for (i in 1:(length(intervalle)-1))

```

```
intervalllist[[i]]<-c((intervalle[i]+1):intervalle[i+1]) # Intervalle mit Indices f
  \ur einzelne N\achte

### Fitten von Polynomen 3. Ordnung in Beobachtungs\ucken gr\oÄŸer als 0.3 Tage
###

if (length(intervalllist) >= 2) {
  for (i in 1:(length(intervalllist)-1)) {
    t1<-daten[[1]][intervalllist[[i]]]
    y1<-daten[[2]][intervalllist[[i]]]
    if (length(t1) < 3) next
    if (length(t1) > 40) {
      t1<-t1[(length(t1)-20):length(t1)]
      y1<-y1[(length(y1)-20):length(y1)] }
    t1_poly<-t1-min(t1)

    fm1<-lm(y1 ~ t1_poly)
    x1<-max(t1_poly)
    m1<-fm1[[1]][2] # Anstieg linkes Intervall
    y1_poly<-fm1[[1]][1]+fm1[[1]][2]*max(t1_poly) # Funktionswert linkes Intervall

    t2<-daten[[1]][intervalllist[[i+1]]]
    y2<-daten[[2]][intervalllist[[i+1]]]
    if (length(t2) < 3) next
    if (length(t2) > 40) {
      t2<-t2[1:20]
      y2<-y2[1:20] }
    t2_poly<-t2-min(t1)

    fm2<-lm(y2 ~ t2_poly)
    x2<-min(t2_poly)
    m2<-fm2[[1]][2] # Anstieg rechtes Intervall
    y2_poly<-fm2[[1]][1]+fm2[[1]][2]*min(t2_poly) # Funktionswert rechtes Intervall

    A<-matrix(data=c(x1^3,3*x1^2,x2^3,3*x2^2,x1^2,2*x1,x2^2,2*x2,x1,1,x2,1,1,0,1,0),
      nrow=4,ncol=4)
    b<-matrix(data=c(y1_poly,m1,y2_poly,m2),ncol=1)
    coeffs<-solve(A,b) # Durch zwei Anstiege und zwei Funktionswerte eindeutig
      definiertes Polynom 3. Ordnung gelöst

    stuetz<-seq(max(t1_poly)+avg_timestep,min(t2_poly)-avg_timestep,by=0.5/24)
    #stuetz<-stuetz[stuetz < max(t1_poly)+avg_timestep+0.05 | stuetz > min(t2_poly)-
      avg_timestep-0.05]
    fit<-coeffs[1,1]*stuetz^3+coeffs[2,1]*stuetz^2+coeffs[3,1]*stuetz+coeffs[4,1]
    fit<-fit+rnorm(length(fit),mean=0,sd=median(daten[[3]][c(intervalllist[[i]],
      intervalllist[[i+1]]))))

    poly_times<-append(poly_times,stuetz+min(t1))
    poly_flux<-append(poly_flux,fit)
    poly_err<-append(poly_err,rep(median(daten[[3]][c(intervalllist[[i]],intervalllist
      [[i+1]])]),times=length(fit)))
    poly_indic<-append(poly_indic,rep(2,times=length(fit)))
  }
}

### Extrapolieren des Beobachtungsendes ###

t1<-daten[[1]][intervalllist[[length(intervalllist)]]]
y1<-daten[[2]][intervalllist[[length(intervalllist)]]]
if (length(t1) > 40) {
  t1<-t1[(length(t1)-20):length(t1)]
  y1<-y1[(length(y1)-20):length(y1)] }
#plot(t1,y1)
t1_poly<-t1-min(t1)

fm1<-lm(y1 ~ t1_poly)
```

```

m1<-fm1[[1]][2]

stuetz<-seq(max(t1_poly)+avg_timestep,max(t1_poly)+avg_timestep+10,by=0.5/24)
fit<-fm1[[1]][1]+m1*stuetz
fit<-fit+rnorm(length(fit),mean=0,sd=median(daten[[3]][intervallist[[length(
  intervallist)]]]))

poly_times<-append(poly_times,stuetz+min(t1))
poly_flux<-append(poly_flux,fit)
poly_err<-append(poly_err,rep(median(daten[[3]][intervallist[[length(intervallist)
  ]]]),times=length(fit)))
poly_indic<-append(poly_indic,rep(2,times=length(fit)))

### Extrapolieren des Beobachtungsbeginns ###

t1<-daten[[1]][intervallist[[1]]]
y1<-daten[[2]][intervallist[[1]]]
if (length(t1) > 40) {
  t1<-t1[1:20]
  y1<-y1[1:20] }
t1_poly<-t1-min(t1)

fm1<-lm(y1 ~ t1_poly)
m1<-fm1[[1]][2]

stuetz<-seq(min(t1_poly)-avg_timestep-10,min(t1_poly)-avg_timestep,by=0.5/24)
fit<-fm1[[1]][1]+m1*stuetz
fit<-fit+rnorm(length(fit),mean=0,sd=median(daten[[3]][intervallist[[1]]]))

poly_times<-append(poly_times,stuetz+min(t1))
poly_flux<-append(poly_flux,fit)
poly_err<-append(poly_err,rep(median(daten[[3]][intervallist[[1]]]),times=length(fit)
  )))
poly_indic<-append(poly_indic,rep(2,times=length(fit)))

### Hinzufügen der Polynome zur Lichtkurve ###

daten[[1]]<-append(daten[[1]],poly_times,after=length(daten[[1]]))
daten[[2]]<-append(daten[[2]],poly_flux,after=length(daten[[2]]))
daten[[3]]<-append(daten[[3]],poly_err,after=length(daten[[3]]))
daten[[4]]<-append(daten[[4]],poly_indic,after=length(daten[[4]]))

### Ordnen der zusammengesetzten Lichtkurve nach der Zeit ###

daten[[2]]<-daten[[2]][order(daten[[1]])] #Ordnen nach Zeiten
daten[[3]]<-daten[[3]][order(daten[[1]])]
daten[[4]]<-daten[[4]][order(daten[[1]])]
daten[[1]]<-daten[[1]][order(daten[[1]])]

### Aussortieren von NaNs

daten[[1]]<-daten[[1]][!is.na(daten[[2]])]
daten[[3]]<-daten[[3]][!is.na(daten[[2]])]
daten[[4]]<-daten[[4]][!is.na(daten[[2]])]
daten[[2]]<-daten[[2]][!is.na(daten[[2]])]

### Waveletanalyse der zusammengesetzten Lichtkurve aus Originaldaten und Polynomen
###
### Filderordnung n=2 ###

nlevels<-2
wavelet_signal<-dwt(daten[[2]], filter="d10", n.levels=nlevels, fast=TRUE,boundary="
  reflection")
for (i in 1:(nlevels)) {
  slot(wavelet_signal,"W")[[i]]<-matrix(rep(0,times=length(slot(wavelet_signal,"W")
    [i]])),ncol=1)

```



```
}

transformed_signal<-idwt(wavelet_signal)
flux<-daten[[2]][daten[[4]] < 2]
wavelet<-transformed_signal[daten[[4]] < 2]
flux_kepler<-flux[daten[[4]] < 2]
times_kepler<-daten[[1]][daten[[4]] < 2]
flux_err<-daten[[3]][daten[[4]] < 2]

### Ausdruck der Residuen in Vielfachen der Residuenstreuung/Standardabweichung

sigmas<-abs(daten1[[2]]-wavelet)/sd(daten1[[2]]-wavelet)

flare_zeiten<-times_kepler[which(sigmas > 2)]
flare_zeiten<-flare_zeiten[order(flare_zeiten)]
if (length(flare_zeiten) == 0) next

### Binnen aller zu einem Ereignis geh\orenden Datenpunkte ###
flare_zeiten_binned<-NULL
jump_index<-which(flare_zeiten[2:length(flare_zeiten)]-flare_zeiten[1:(length(flare_zeiten)-1)] > 5/24)
jump_index<-append(jump_index,0,after=0)
jump_index<-append(jump_index,length(flare_zeiten))
for (i in 1:(length(jump_index)-1)) {
  flare_zeiten_binned<-append(flare_zeiten_binned,median(flare_zeiten[(jump_index[i]+1):jump_index[i+1]]))
}

### Interpolieren der Bereiche -2h bis +5h um gebinnnte Datenpunkte ###

flag_vector<-rep(0,times=length(daten[[1]]))
for (i in 1:length(flare_zeiten_binned)) {
  flare_index<-which(daten[[1]] > flare_zeiten_binned[i]-2/24 & daten[[1]] < flare_zeiten_binned[i]+5/24)
  flag_vector[flare_index[flare_index > 2 & flare_index < length(daten[[1]])-2]]<-1
}
flag_vector<-c(0,flag_vector[1:(length(flag_vector)-1)]-flag_vector[2:length(flag_vector)])

t_begins<-which(flag_vector == -1)
t_ends<-which(flag_vector == 1)

t_ends<-t_ends[t_begins > 10]
t_begins<-t_begins[t_begins > 10]
t_begins<-t_begins[t_ends < length(daten[[1]]-10)]
t_ends<-t_ends[t_ends < length(daten[[1]]-10)]

if (length(t_ends) == 0) next

for (i in 1:length(t_begins)) {
  x<-c(daten[[1]][(t_begins[i]-10):t_begins[i]],daten[[1]][t_ends[i):(t_ends[i]+10)]]
  y<-c(daten[[2]][(t_begins[i]-10):t_begins[i]],daten[[2]][t_ends[i):(t_ends[i]+10)]]

  fm<-lm(y ~ x)
  daten[[2]][t_begins[i]:t_ends[i]]<-fm[[1]][1]+fm[[1]][2]*daten[[1]][t_begins[i]:t_ends[i]]+rnorm(length(daten[[1]][t_begins[i]:t_ends[i]]),mean=0,sd=sd(daten1[[2]]-wavelet))
  corr<-c(t_begins[i]:t_ends[i])[daten[[4]][t_begins[i]:t_ends[i]] == 0]
  daten[[4]][corr]<-1
}

### 2. Waveletanalyse an der Referenzlichtkurve mit interpolierten Bereichen ###
```

```

nlevels<-2
wavelet_signal<-dwt(daten[[2]], filter="d10", n.levels=nlevels, fast=TRUE,boundary="
  reflection")
for (i in 1:nlevels) {
  slot(wavelet_signal,"W")[[i]]<-matrix(rep(0,times=length(slot(wavelet_signal,"W")
    [[i]])),ncol=1)
}

transformed_signal<-idwt(wavelet_signal)
flux<-daten[[2]][daten[[4]] < 2]
wavelet<-transformed_signal[daten[[4]] < 2]
flux_kepler<-flux[daten[[4]] < 2]
times_kepler<-daten[[1]][daten[[4]] < 2]
flux_err<-daten[[3]][daten[[4]] < 2]

sigmas<-(daten1[[2]]-wavelet)/sd(daten[[2]][daten[[4]] <1]-transformed_signal[daten
  [[4]] <1])
flare_zeiten<-times_kepler[which(sigmas > 3)]
flare_zeiten<-flare_zeiten[order(flare_zeiten)]

if (length(flare_zeiten) < 2) {
  next
}

### Binnen aller zu einem Ereignis geh\orenden Datenpunkte ###
flare_zeiten_binned<-NULL
jump_index<-which(flare_zeiten[2:length(flare_zeiten)]-flare_zeiten[1:(length(flare_
  zeiten)-1)] > 5/24)
jump_index<-append(jump_index,0,after=0)
jump_index<-append(jump_index,length(flare_zeiten))
for (i in 1:(length(jump_index)-1)) {
  flare_zeiten_binned<-append(flare_zeiten_binned,median(flare_zeiten[(jump_index[i
    ]+1):jump_index[i+1]]))
}
flares_total<-append(flares_total,flare_zeiten_binned,after=length(flares_total))

### Sukzessive quartalsweise Erstellung der normierten Lichtkurve zur
  Weiterverwendung ###

master_times<-append(master_times,times_kepler,after=length(master_times))
master_flux<-append(master_flux,daten1[[2]]/wavelet,after=length(master_flux))
master_err<-append(master_err,daten1[[3]],after=length(master_err))
}
if (length(flares_total) > 0) {
  write(t(cbind(master_times, master_flux, master_err)), file=paste("lichtkurven/",
    strsplit(single_list, split="_")[[1]][1], "_master.txt", sep=""), ncolumns=3, sep="\t
  ")
  write(flares_total, file=paste("detected_flares/", strsplit(single_list, split="_")
    [[1]][1], "_flares.txt", sep=""), ncolumns=1) }
if (length(flares_total) == 0) {
  write("", file=paste("lichtkurven/", strsplit(single_list, split="_")[[1]][1], "_master.
    txt", sep=""), ncolumns=3, sep="\t")
  write("", file=paste("detected_flares/", strsplit(single_list, split="_")[[1]][1], "_
    flares.txt", sep=""), ncolumns=1) }
}

```

Quellcode D.2: Programm zur Kurvenanpassung detektierter Kurzzeitereignisse

```
#Author: Manfred Kitzé
#Bereits trendkorrigierte Lichtkurven sollen darauf geprüft werden, ob eventuelle
#Helligkeitsschwankungen in Form von Flares vorhanden sind.

source("/astro/so69duk/R/Skripte/bayes_transit_functions.r")
source("/astro/so69duk/R/Skripte/mcmc_calc.r")
kriterium<-Pause()
suppressWarnings(kriterium<-as.numeric(kriterium))

library(bcp)
library(MASS)
library(plotrix)
library(maxLik)
library(MCMCpack)
#library(mcmc)
library(FME)
library(doSNOW)
library(foreach)

dateilist<-scan(file="liste", what=character(), skip=0)
head<-c("normal_light","amplitude","start","duration_[d]","times_--lightcurve_--model"
)

for (datei in dateilist) {

  flare_time_referenz<-0

  ### Einlesen der Lichtkurven und der registrierten und gebinnnten Flare-Zeitstempel ###

  kepler_id<-strsplit(datei,split="_master.txt")[[1]][1]
  flare_zeiten<-scan(file=paste("../detected_flares/",kepler_id,"_flares.txt",sep=""),
    what=numeric(),skip=0)
  write("detected_flares",file=paste("properties/",kepler_id,"_flare_model.dat",sep=""),
    ncolumns=1,append=FALSE)

  data<-scan(file=datei, what=character(), skip=0) #Einlesen der Daten
  if (length(data) == 0) next

  dir.create("results", showWarnings=FALSE)
  dir.create("bilder", showWarnings=FALSE)
  dir.create("properties",showWarnings=FALSE)
  suppressWarnings(data<-as.numeric(data))

  dim(data)<-c(3,length(data)/3)
  daten<-list()
  daten[[1]]<-data[1,][!is.na(data[2,])]#-2454900 #Zeit
  daten[[3]]<-data[3,][!is.na(data[2,])] #fehler
  daten[[2]]<- data[2,][!is.na(data[2,])] #mag
  if (kriterium ==1) {
    daten[[1]]<-daten[[1]][daten[[2]] > 0] #Kriterium für Kepler-Daten
    daten[[3]]<-daten[[3]][daten[[2]] > 0]
    daten[[2]]<-daten[[2]][daten[[2]] > 0]
  }

  daten[[2]]<-daten[[2]][order(daten[[1]])] #Ordnen nach Zeiten
  daten[[3]]<-daten[[3]][order(daten[[1]])]
  daten[[1]]<-daten[[1]][order(daten[[1]])]

  if (kriterium == 0) {
    daten[[2]]<-10^(-0.4*daten[[2]])
    daten[[3]]<-daten[[3]]*log(10)/2.5*daten[[2]]
  }

  for (i in 1:length(flare_zeiten)) {
    if (flare_zeiten[i] < min(daten[[1]]) | flare_zeiten[i] > max(daten[[1]])) next
```

```

ival1<-flare_zeiten[i]-0.5
ival2<-flare_zeiten[i]+1

### In Intervallen von +/- 1 Tag um die Transitzeitpunkte Flare-Modell anpassen ###

lc<-daten[[2]][daten[[1]] > flare_zeiten[i]-1 & daten[[1]] < flare_zeiten[i]+1]
times<-daten[[1]][daten[[1]] > flare_zeiten[i]-1 & daten[[1]] < flare_zeiten[i]+1]
fehler<-daten[[3]][daten[[1]] > flare_zeiten[i]-1 & daten[[1]] < flare_zeiten[i]+1]
lc<-lc[!is.na(fehler)]
times<-times[!is.na(fehler)]
fehler<-fehler[!is.na(fehler)]

if (length(lc) < 5) next

t0<-flare_zeiten[i]
RSS_med<-sum((lc-median(lc))^2)
stabw_med<-sqrt(sum((lc-median(lc))^2)/(length(lc)-1))

red_chi2_med<-sum(((lc-median(lc))/fehler)^2)/(length(lc)-1)
laufvariable<-1
fitdaten_temp<-list()

residuals<-rep(100, times=length(lc))
par<-c(0,0,0,0,0)
cons<-5

### Levenberg-Marquardt-Optimierung mit individuellen Startparametern ###

for (constant in 2:7) {
  initials<-c(median(lc), max(0.00001, max(lc[times > flare_zeiten[i]-0.1 & times <
    flare_zeiten[i]+0.2])-median(lc)), 1/24, flare_zeiten[i]-1/24, 1/24)
  initials_low<-c(median(lc)-median(fehler), max(0, max(lc[times > flare_zeiten[i]-0.1
    & times < flare_zeiten[i]+0.2])-median(lc)-5*median(fehler)), 0.0001, flare_
    zeiten[i]-4/24, 0.1/24)
  initials_high<-c(median(lc)+median(fehler), max(0.1, max(lc[times > flare_zeiten[i]
    ]-0.1 & times < flare_zeiten[i]+0.2])-median(lc)+5*median(fehler)), 3/24, flare_
    zeiten[i]+4/24, 4/24)
  P<-modFit(f=NN, initials, method="Marq", lower=initials_low, upper=initials_high,
    jac=NULL, control = list(), hessian = TRUE)
  #par<-P$par
  if (sum(P$residuals^2) < sum(residuals^2)) {
    par<-P$par
    residuals<-P$residuals
    cons<-constant
  }
}

R2<-1-var(residuals[times > ival1 & times < ival2])/var(lc[times > ival1 & times <
  ival2]) #R^2-Test
fitkurve<-NULL

### Erstellen der besten Fitkurve fÃ¼r die am besten passenden Fitparameter ###

b<-par[2]/(par[5])^cons
for (wert in times) {
  if (wert < par[4]) {
    fitkurve<-append(fitkurve, par[1]) }
  if (wert >= par[4] & wert < par[4]+par[5]) {
    fitkurve<-append(fitkurve, par[1]+b*(wert-par[4])^cons) }
  if (wert >= par[4]+par[5]) {
    fitkurve<-append(fitkurve, par[1]+par[2]*exp(-(wert-(par[4]+par[5]))/par[3])) }
}
model<-fitkurve
RSS_model<-sum((lc-model)^2) #F-Test fÃ¼r Trapezfit
Ftest_model<-((RSS_med-RSS_model)/4)/(RSS_model/(length(lc)-5))
quant_model<-pf(Ftest_model, df1=4, df2=length(lc)-5)

```

```
### Durchführung eines F-Test zur Bestimmung der Flare-Endes ###

lc_ende<-lc[times > par[4]+par[5]]
times_ende<-times[times > par[4]+par[5]]
model_ende<-model[times > par[4]+par[5]]

flag<-0
t_ende<-0
if (length(lc_ende) > 5) {
  for (p in 1:(length(lc_ende)-5)) {
    if (flag == 0) {
      RSS_median_ende<-sum((lc_ende[p:length(lc_ende)]-initials[1])^2)
      RSS_model_ende<-sum((model_ende[p:length(model_ende)]-lc_ende[p:length(lc_ende)]
        ))^2)
      Ftest_ende<-((RSS_median_ende-RSS_model_ende)/3)/(RSS_model/(length(lc)-p+1-4))
      quant_model2<-pf(Ftest_ende, df1=3, df2=length(lc)-p+1-4)
      if (quant_model2 < 0.05) {
        flag<-1
        t_ende<-times_ende[p]
      }
    }
  }
}
if (t_ende==0) {
  t_ende<-par[4]+par[5]+3*par[3] }
#timeseq<-seq(times[1],times[length(times)],length.out=1000)
fitkurve<-NULL

if (t_ende-par[4] > 1) next
if (abs(flare_time_referenz - par[4]) < 4/24) {
  next
}
flare_time_referenz<-par[4]

if (R2 > 0.80) {
  fitq<-"s"
}
else {
  fitq<-"c"
}

### Speichern aller relevanter Fitparameter und Fitergebnisse ###

write(c(par,cons,t_ende,median(fehler),R2,fitq,quant_model),file=paste("properties/"
  ,kepler_id,"_flare_model.dat",sep=""),ncolumns=11, sep="\t" ,append=TRUE)
}
}
```

Quellcode D.3: Programm zur Berechnung der Superflare-Leuchtkräfte und -Energien

```

### Hilfsgrößen ###
SBK<-5.67*10^(-8)    #Stefan-Boltzmann-Konstante [W/(m^2*T^4)]
R_s<-7000000000      #Radius Sonne in m
L_bol_sonne<-3.65*10^(26) #bolometrische Leuchtkraft der Sonne
Mag_bol_sonne<-4.74   #bolometrische absolute Helligkeit der Sonne

### Definition Luminosity###
flare_luminosity<-function(mag_kepler,delta_F,BC_flare,abstand_stern,L_bol_sonne,Mag_bol_sonne) {
  mag_flare_kep<-mag_kepler-2.5*log(delta_F,10)
  mag_flare_V<-mag_flare_kep-0.065
  err_mag_flare<-err_mag_kepler#+0.42*(mag_g-mag_r)

  mag_flare_bol<-mag_flare_V-BC_flare
  err_mag_flare_bol<-err_mag_flare

  Mag_flare_bol<-mag_flare_bol-5*log(abstand_stern,10)+5-Av
  err_Mag_flare_bol<-err_mag_flare_bol+5/log(10)*err_abstand_stern/abstand_stern

  L_flare_bol<-L_bol_sonne*10^(-0.4*(Mag_flare_bol-Mag_bol_sonne))*10^7
  err_L_flare_bol<-L_flare_bol*log(10)*0.4*err_Mag_flare_bol
  L_flare<-c(L_flare_bol,err_L_flare_bol)
  L_flare<-L_flare/4      #Korrekturfaktor 4 berücksichtigt, dass wir nur Strahlung
                          #einer Kreisscheibe sehen, Entfernungsmodul beschreibt sonst gesamte isotrope
                          #Abstrahlung des Flares
  return(L_flare)
}

### Definition Flare energy ###
flare_energy<-function(L_flare,dauer_flare,t0,t_end,power,delta_t) {
  E_flare<-(L_flare[1]*dauer_flare*(1-exp(-(t_end-(t0+delta_t))/dauer_flare))+L_flare[1]
    *delta_t/power)*24*60*60
  err_E_flare<-(L_flare[2]*dauer_flare*(1-exp(-(t_end-(t0+delta_t))/dauer_flare))+L_
    flare[2]*delta_t/power)*24*60*60
  Energy<-c(E_flare,err_E_flare)
  return(Energy)
}

### Definition Planck-Funktion ###
planck<-function(lambda,T) {
  hq<-6.626*10^(-34)
  kb<-1.38*10^(-23)
  light<-3*10^8
  c1<-2*pi*hq*light^2
  c2<-hq*light/(kb*T)
  lbd<-lambda*10^(-9)
  planck_curve<-NULL
  for (l in 1:length(lbd)) {
    pl<-c1/(lbd[l]^5)/(exp(c2/lbd[l])-1)
    planck_curve<-append(planck_curve,pl,after=length(planck_curve))
  }
  return(planck_curve/10^15)
}
dir.create("summary")

### Einlesen von Katalogdaten ###

info_sterne<-scan(file="info_sun_likes.txt",skip=3) #Kepler-Input-Katalog aller Sterne
  mit T=5600-6000K und log(g)>=4.0
dim(info_sterne)<-c(18,length(info_sterne)/18)
info_sterne<-t(info_sterne)

kepler_names<-as.numeric(info_sterne[,1])

```

```
kep_response<-scan(file="kepler_response.txt",what=numeric(),skip=0) #
  Transmissionskurve des Kepler-Filters
dim(kep_response)<-c(2,length(kep_response)/2)
kep_response<-t(kep_response)

bessell<-scan(file="bessell.tsv",what=numeric(),skip=3) #Atmosphärenmodelle nach
  Bessell
dim(bessell)<-c(12,length(bessell)/12)
bessell<-t(bessell)

T_ref<-bessell[,1]
log_g_ref<-bessell[,2]

dateilist<-scan(file="liste",what=character())
flares_total<-NULL
for (k in 1:length(dateilist)) {

  ### Einlesen der Lichtkurve ###

  kepler_id<-strsplit(dateilist[k],split="_")[[1]][1]
  light_curve<-scan(file=paste("../",kepler_id,"_master.txt",sep=""),what=character())
  if (abs(length(light_curve)/3-round(length(light_curve)/3)) > 0) {
    light_curve<-NULL
    light_curve_tmp<-scan(file=paste("../",kepler_id,"_master.txt",sep=""),what=
      character(),sep="\n")
    if (length(light_curve_tmp) < 10) next
    for (i in 1:length(light_curve_tmp)) {
      if (length(strsplit(light_curve_tmp[i],split="\t")[[1]]) == 3) {
        light_curve<-append(light_curve,strsplit(light_curve_tmp[i],split="\t")[[1]]) }
    }
  }
  if (length(light_curve) < 10) next
  suppressWarnings(light_curve<-as.numeric(light_curve))
  dim(light_curve)<-c(3,length(light_curve)/3)
  daten<-list()
  daten[[1]]<-light_curve[1,][!is.na(light_curve[2,])]-2454900 #Zeit
  daten[[3]]<-light_curve[3,][!is.na(light_curve[2,])] #fehler
  daten[[2]]<-light_curve[2,][!is.na(light_curve[2,])] #mag
  if (median(daten[[1]][!is.na(daten[[1]])]) > 100000)
    daten[[1]]<-light_curve[1,][!is.na(light_curve[2,])] - 2454900
  daten[[2]]<-daten[[2]][order(daten[[1]])] #Ordnen nach Zeiten
  daten[[3]]<-daten[[3]][order(daten[[1]])]
  daten[[1]]<-daten[[1]][order(daten[[1]])]

  daten[[3]]<-daten[[3]]/median(daten[[2]][!is.na(daten[[2]])])
  daten[[2]]<-daten[[2]]/median(daten[[2]][!is.na(daten[[2]])])

  kepler_id2<-as.numeric(strsplit(kepler_id,split="kplr")[[1]][2])
  ref_zeile<-which(abs(kepler_id2-kepler_names)==0)
  ### Optionen ###
  mag_kepler<-as.numeric(info_sterne[ref_zeile,12]) #Kepler-Magnitude
  err_mag_kepler<-0.03 #fehler Kepler-Magnitude

  K_mag<-as.numeric(info_sterne[ref_zeile,11]) #K-Band-Magnitude aus 2MASS
  err_K_mag<-0.035 #Fehler K-Band

  T_stern<-as.numeric(info_sterne[ref_zeile,13]) #Temperatur-Stern in K
  err_T_stern<-200 #Fehler Temperatur

  log_g<-as.numeric(info_sterne[ref_zeile,14]) #Oberflächenschwerkraft
  err_log_g<-0.3 #Fehler log(g) aus KIC

  BC_K<- -bessell[,3][which.min((T_ref-T_stern)^2+(log_g-log_g_ref)^2)] #Bolometrische
    Korrektur in K-Band
  Av<-as.numeric(info_sterne[ref_zeile,17]) #Extinktion
```

```

R_stern<-as.numeric(info_sterne[ref_zeile,18])      #Radius-Stern in Sonnenradien
err_R_stern<-log(10)*R_stern*0.5*err_log_g

### Planck-Konstanten
A_stern=pi*(R_s*R_stern)^2
lambda<-kep_response[,1]

delta_lambda<-1*10^(-9)
response<-kep_response[,2]
ratio<-sum(response*planck(lambda=lambda,T=T_stern)*delta_lambda)/sum(response*planck(
  lambda=lambda,T=10000)*delta_lambda)

BC_flare<-0.25      #log(g)=4.5 Teff=10000K

L_bol_stern<-4*pi*(R_stern*R_s)^2*SBK*T_stern^4
err_L_bol_stern<-4*pi*SBK*R_s^2*(2*R_stern*err_R_stern*T_stern^4+R_stern^2*4*T_stern^3
  *err_T_stern)

Mag_bol_stern<-Mag_bol_sonne-2.5*log(L_bol_stern/L_bol_sonne,10)
err_Mag_bol_stern<-2.5/log(10)*(err_L_bol_stern/L_bol_stern)

mag_bol_stern<-K_mag-BC_K
err_mag_bol_stern<-err_K_mag

abstand_stern<-10^((mag_bol_stern-Mag_bol_stern+5-Av)/5)
err_abstand_stern<-log(10)/5*10^((mag_bol_stern-Mag_bol_stern+5-Av)/5)*(err_mag_bol_
  stern+err_Mag_bol_stern)
print(c(abstand_stern,err_abstand_stern))

data_tmp<-scan(file=dateilist[k], what=character(), skip=1,sep="\n")
if (length(data_tmp) == 0) next
data<-NULL
for (i in 1:length(data_tmp)) {
  if (length(strsplit(data_tmp[i],split="\t")[[1]]) == 11) {
    data<-append(data,strsplit(data_tmp[i],split="\t")[[1]])
  }
}

dim(data)<-c(11,length(data)/11)
data<-t(data)
if (length(data) == 0) next
write(c("quiescent_state","power","decay_constant","amplitude","t_start","t_peak","t_
  end","L_bol[10^31erg/s]","err_L_bol[10^31erg/s]","E_bol[10^35erg]","err_E_bol
  [10^35erg]","E_num","err_E_num","E_num/E_bol","E_planck","E_planck/E_numeric","equ
  _dur","err_equ_dur","r^2","quantile","quality"),file=paste("summary/",kepler_id,"_
  flare_prop.txt",sep=""),ncolumns=21,sep="\t",append=FALSE)
for (i in 1:(length(data)/11)) {
  #if (data[i,9] < 0.5) next
  ### Luminosity und Energy analytisch ###
  delta_F<-as.numeric(data[i,2])/as.numeric(data[i,1])
  ampl<-delta_F
  err_delta_F<-2*as.numeric(data[i,8])
  t0<-as.numeric(data[i,4])
  dauer_flare<-as.numeric(data[i,3])
  t_end<-as.numeric(data[i,7])

  power<-as.numeric(data[i,6])
  delta_t<-as.numeric(data[i,5])

  L_flare_bol<-flare_luminosity(mag_kepler,delta_F,BC_flare,abstand_stern,L_bol_sonne,
    Mag_bol_sonne)
  E_flare<-flare_energy(L_flare_bol,dauer_flare,t0,t_end,power,delta_t)
  equ_dur<-E_flare[1]/(L_bol_stern*10^7)
  err_equ_dur<-E_flare[2]/(L_bol_stern*10^7)

  ### Luminosity und Energy numerisch mit Entfernungsmodul und Planck ###

```



```
t_start<-as.numeric(data[i,4])
t_end<-as.numeric(data[i,7])
numeric_int<-daten[[2]][daten[[1]] > t_start & daten[[1]] < t_end]
if (length(numeric_int) > 0) {
  delta_F_av<-sum(numeric_int-1)/length(numeric_int)
  if (delta_F_av > 0) {
    lum_numeric_av<-flare_luminosity(mag_kepler,delta_F_av,BC_flare,abstand_stern,L_
      bol_sonne,Mag_bol_sonne)
    A_flare<-delta_F_av*A_stern*ratio
    lum_planck_av<-SBK*10000^4*A_flare*10^7
  }
}
if (length(numeric_int) == 0) {
  lum_numeric_av<-c(0,0)
  lum_planck_av<-0
}
E_flare_numeric<-lum_numeric_av[1]*30*60*length(numeric_int)
err_E_flare_numeric<-lum_numeric_av[2]*30*60*length(numeric_int)
E_flare_planck<-lum_planck_av*30*60*length(numeric_int)
if (length(numeric_int) > 0) {
  equ_dur<-sum(numeric_int-1)*30*60
  err_equ_dur<-length(numeric_int)*median(daten[[3]][daten[[1]] > t_start & daten
    [[1]] < t_end][!is.na(daten[[3]][daten[[1]] > t_start & daten[[1]] < t_end))])
    *30*60
}

new_table_data<-c(round(as.numeric(data[i,1]),digits=5),power,round(c(dauer_flare,
  ampl),digits=4),round(c(t0,t0+delta_t,t_end,L_flare_bol/10^31,E_flare/10^35,E_
  flare_numeric/10^35,err_E_flare_numeric/10^35,E_flare_numeric/E_flare[1],E_flare
  _planck/10^35,E_flare_planck/E_flare_numeric,equ_dur,err_equ_dur,as.numeric(data
  [i,9]),as.numeric(data[i,11])),digits=5))
write(c(new_table_data,data[i,10]),file=paste("summary/",kepler_id,"_flare_prop.txt"
  ,sep=""),sep="\t",ncolumns=21,append=TRUE)
}
}
```

D.2 Programme zur Reduzierung der Falschdetektionsrate

Quellcode D.4: Hilfsprogramm zur Rückrechnung der Bewegung der Sterne auf dem CCD-Detektor - KAAC-Methode

```
# Autor: Manfred Kitze
# Für jedes Quarter wird für jeden Stern die scheinbare Bewegung auf dem Detektor
# zurückgerechnet. Pixelkoordinaten werden ins Weltkoordinatensystem übertragen
# Detektorgeometrie wird ausgeglichen, Vergleich der Bewegung mit besonders
# gleichbewegenden Sternen

library(prospectr)
library(rPython)
library(FITSio)

path_astr_info<-"/astro/so69duk/Programs/python/PCMatrix_extrahieren.py"

data<-scan(file="astrometrie_table.txt",what=character(),sep="\n") #beinhaltet module
und output mit allen Sternen darin. Siehe Python Script astrometrie_liste

module_outputs<-list()
suppressWarnings(dir.create("propermotions"))
for (i in 1:length(data)) {
  module_outputs[[i]]<-strsplit(data[i],split="\t")[[1]] #Liste mit modulen und outputs
}
#print(module_outputs)
pdf("/astro/so69duk/dfg_kepler/astrometrie.pdf")
astr<-1
for (i in 1:length(module_outputs)) { #für jede Chipposition
  if (length(module_outputs[[i]]) > 1) {
    print(module_outputs[[i]][1])
    x<-readline()
    daten_xcenter<-NULL
    daten_xerr<-NULL
    daten_ycenter<-NULL
    daten_yerr<-NULL

    ERR_X<-NULL
    ERR_Y<-NULL

    daten_times<-NULL
    dateienliste<-module_outputs[[i]][2:length(module_outputs[[i]])] #alle Sternfiles
    für entsprechendes modul-output-paar
    ndat<-length(dateienliste)
    aussortiert<-0
    used_stars<-NULL

    for (k in 1:ndat) {
      print(c(dateienliste[k],k))
      daten<-NULL
      try(daten<-readFITS(file=dateienliste[k]), silent=TRUE)
      if (length(daten)==0) {
        aussortiert<-aussortiert+1
        next
      }
      if (length(which(is.na(as.numeric(daten$col[[15]])))) == length(daten$col[[15]]))
      {
        aussortiert<-aussortiert+1
        next
      }
      used_stars<-append(used_stars,dateienliste[k])
    }
  }
}
```

```
    daten_xcenter<-append(daten_xcenter,as.numeric(daten$col[[15]])) #Xcenter-Verlauf
      in daten_xcenter schreiben
    daten_xerr<-append(daten_xerr,as.numeric(daten$col[[16]])) #Xcenter-Fehler
    daten_ycenter<-append(daten_ycenter,as.numeric(daten$col[[17]])) #Ycenter-Verlauf
      in daten_xcenter schreiben
    daten_yerr<-append(daten_yerr,as.numeric(daten$col[[18]])) #Ycenter-Fehler
  }
  #dev.off()
  ndat<-ndat-aussortiert # alle Sterne die nach der Aussortierung noch vorhanden
    sind
  ### Autokorelation jedes Sterns mit allen Sternen des CCD-Moduls ###
  X_Matrix<-matrix(data=daten_xcenter,ncol=ndat)
  Y_Matrix<-matrix(data=daten_ycenter,ncol=ndat)

  indices_aussortiert<-NULL
  for (k in 1:dim(X_Matrix)[1]) {
    if (length(which(is.na(X_Matrix[k,]))) > 0) {
      indices_aussortiert<-append(indices_aussortiert,k)
    }
  }

  daten_xcenter_tmp<-NULL
  daten_ycenter_tmp<-NULL

  for (k in 1:ndat) {
    daten_xcenter_tmp<-append(daten_xcenter_tmp,X_Matrix[,k][-indices_aussortiert])
    daten_ycenter_tmp<-append(daten_ycenter_tmp,Y_Matrix[,k][-indices_aussortiert])
  }

  X_Matrix<-matrix(data=daten_xcenter_tmp,ncol=ndat) #X-Positionen der Sterne
    ohne NANS
  Y_Matrix<-matrix(data=daten_ycenter_tmp,ncol=ndat) #Y-Positionen der Sterne
    ohne NANS

  print("starte_Autokorelation")
  A_corr_list<-list()
  for (k in 1:ndat) {
    A_corr_x<-X_Matrix-c(X_Matrix[,k]) # Abstandsverlauf aller Sterne zu Stern k in X
      position
    A_corr_x<-apply(A_corr_x,2,sd) # Standardabweichung der Abstände (Wenn
      Comoving objects, dann Standardabweichung klein, SD ist unabhängig von
      Abstand)

    A_corr_y<-Y_Matrix-c(Y_Matrix[,k]) # Abstandsverlauf aller Sterne zu Stern k in Y
      position
    A_corr_y<-apply(A_corr_y,2,sd) # Standardabweichung der Abstände (Wenn
      Comoving objects, dann Standardabweichung klein, SD ist unabhängig von
      Abstand)

    A_corr<-A_corr_x+A_corr_y # Addition der Standardabweichungen
    A_corr<-order(A_corr) # ¼berschreibt Vektor der summierten Standardabweichungen
      mit der Reihenfolge der Sortierung in Indices
    A_corr_list[[k]]<-A_corr[1:min(11,ndat)] # schreibt Indices mit den 11 besten
      korelationen in liste
  }

  X_Matrix<-matrix(data=daten_xcenter,ncol=ndat) #X-Positionen der Sterne mit NANS
  Y_Matrix<-matrix(data=daten_ycenter,ncol=ndat) #Y-Positionen der Sterne mit NANS

  XERR_Matrix<-matrix(data=daten_xerr,ncol=ndat) #X-Positionsfehler
  YERR_Matrix<-matrix(data=daten_yerr,ncol=ndat) #Y-Positionsfehler

  for (k in 1:ndat) {
    #system("astrosoft")
    system(paste("python",path_astr_info,used_stars[k],sep="_")) #Program PCMatrix_
```

```

    extrahieren.py erzeugt file pic_pcmatrix.txt mit allen wichtigen astr. Infos
    zu den Sternen
astrom_data<-scan(file="pic_pcmatrix.txt",what=numeric(),quiet=TRUE)
CRPIX1<-astrom_data[1]      #Referenzpixel in x (column)
CRPIX2<-astrom_data[2]      #Referenzpixel in y (row)
CRVAL1<-astrom_data[3]      #RA @ Referenzpixel
CRVAL2<-astrom_data[4]      #DEC @ Referenzpixel
CRVAL1P<-astrom_data[5]     #physikal. Pixel x (entspricht Pixel1 in Pixelmaske)
CRVAL2P<-astrom_data[6]     #physikal. Pixel y (entspricht Pixel2 in Pixelmaske)
PIX_SCALE<-matrix(data=c(astrom_data[7],0,0,astrom_data[8]),ncol=2) #Pixelscala in
    Ra und Dec Richtung
RA_OBJ<-astrom_data[9]
DEC_OBJ<-astrom_data[10]
PC_Matrix<-matrix(data=c(astrom_data[11],astrom_data[12],astrom_data[13],astrom_
    data[14]),ncol=2,byrow=TRUE) #PC-Matrix beinhaltet Drehung des CCD-Chips
    gegenüber Referenz-CCDs und Drehwinkel zu RA und DEC

daten_center_x<-NULL # Individuelle X-Koordinaten Matrix für Stern k
daten_center_y<-NULL # Individuelle X-Koordinaten Matrix für Stern k
ndat_neu<-0
for (element in A_corr_list[[k]]) { # Stern k soll nicht mit verwendet werden
    if (!element==k) {
        daten_center_x<-append(daten_center_x,X_Matrix[,element])
        daten_center_y<-append(daten_center_y,Y_Matrix[,element])
        ndat_neu=ndat_neu+1
    }
}
X_Matrix_neu<-matrix(data=daten_center_x,ncol=ndat_neu) #X-Positionen der Sterne
    mit NANS
Y_Matrix_neu<-matrix(data=daten_center_y,ncol=ndat_neu) #Y-Positionen der Sterne
    mit NANS

ERR_X<-rep(1,times=length(daten_center_x))
ERR_Y<-rep(1,times=length(daten_center_y))

daten_err_x<-matrix(data=ERR_X,nrow=ndat_neu,byrow=TRUE)
daten_err_y<-matrix(data=ERR_Y,nrow=ndat_neu,byrow=TRUE)

weights<-rep(1,times=ndat_neu)
new_weights<-rep(2,times=ndat_neu)

ref_x_initial<-diag(X_Matrix_neu%%daten_err_x) # X-Koordinaten des kinstlichen
    Vergleichssterne
err_x_tot<-apply(daten_err_x,2,sum)
ref_x_initial<-ref_x_initial/err_x_tot

ref_y_initial<-diag(Y_Matrix_neu%%daten_err_y) # Y-Koordinaten des kinstlichen
    Vergleichssterne
err_y_tot<-apply(daten_err_y,2,sum)
ref_y_initial<-ref_y_initial/err_y_tot

ref_x_it<-matrix(data=rep(ref_x_initial,times=ndat_neu),ncol=ndat_neu)
ref_y_it<-matrix(data=rep(ref_y_initial,times=ndat_neu),ncol=ndat_neu)

numb_it<-0
while (sum(abs(new_weights-weights)/weights)/length(weights) > 0.01 & numb_it <
    1000 & max(weights) < 10^10) {

    numb_it<-numb_it+1
    weights<-new_weights

    X_Matrix_it<-X_Matrix_neu-ref_x_it # X-Koordinaten-Differenz zwischen jedem
        Stern und dem kinstl. Vergleichssterne
    Y_Matrix_it<-Y_Matrix_neu-ref_y_it # Y-Koordinaten-Differenz zwischen jedem
        Stern und dem kinstl. Vergleichssterne

```

```
X_Matrix_it<-X_Matrix_it*X_Matrix_it # Quadrat des X-Abstandes
Y_Matrix_it<-Y_Matrix_it*Y_Matrix_it # Quadrat des Y-Abstandes

Abstandsmatrix<-X_Matrix_it+Y_Matrix_it # (xi - xq)^2+(yi - yq)^2 fÃ¼r alle
Sterne
Abstandsmatrix<-sqrt(Abstandsmatrix) # sqrt[(xi - xq)^2+(yi - yq)^2] fÃ¼r alle
Sterne

new_weights<-NULL
for (p in 1:ndat_neu) {
  new_weights<-append(new_weights,sd(Abstandsmatrix[,p][!is.na(Abstandsmatrix[,p
  ])]))
}
#print(c(weights,new_weights))
new_weights<-1/new_weights
new_weights<-matrix(data=new_weights,ncol=1)

ref_x_it<-X_Matrix_neu**new_weights
ref_x_it<-ref_x_it/sum(new_weights)
#ref_x_it[6:(length(ref_x_it)-5)]<-savitzkyGolay(ref_x_it[,1],p=3,w=11,m=0)
ref_x_it<-matrix(data=rep(ref_x_it,times=ndat_neu),ncol=ndat_neu)

ref_y_it<-Y_Matrix_neu**new_weights
ref_y_it<-ref_y_it/sum(new_weights)
#ref_x_it[6:(length(ref_y_it)-5)]<-savitzkyGolay(ref_y_it[,1],p=3,w=11,m=0)
ref_y_it<-matrix(data=rep(ref_y_it,times=ndat_neu),ncol=ndat_neu)
#points(ref_x_it,ref_y_it,col="red")
#plot(new_weights,log="y")
}
#print(sum(abs(new_weights-weights)/weights)/length(weights))
#print(c(min(weights),max(weights)))
ref_x_final<-ref_x_it[,1]
ref_y_final<-ref_y_it[,1]

ref_x_final<-ref_x_final-median(ref_x_final[!is.na(ref_x_final)])
ref_y_final<-ref_y_final-median(ref_y_final[!is.na(ref_y_final)])

X_final<-X_Matrix[,k]-ref_x_final-(CRVAL1P-1)-CRPIX1
Y_final<-Y_Matrix[,k]-ref_y_final-(CRVAL2P-1)-CRPIX2

write(c(sd(X_final[!is.na(X_final)]),sd(Y_final[!is.na(Y_final)])),file="stdev_
stars1.txt",sep="\t",ncolumns=2,append=TRUE)

RA_DEC_final<-PIX_SCALE**PC_Matrix**rbind(X_final,Y_final)
RA_DEC_error<-PIX_SCALE**PC_Matrix**rbind(XERR_Matrix[,k],YERR_Matrix[,k])

daten<-readFITS(file=used_stars[k])
write(rbind(daten$col[[1]],as.character(RA_DEC_final[1,]+CRVAL1),as.character(RA_
DEC_final[2,]+CRVAL2),as.character(abs(RA_DEC_error[1,])),as.character(abs(RA_
DEC_error[2,])),daten$col[[15]],daten$col[[17]]),file=paste("propermotions/",
strsplit(used_stars[k],split="-")[[1]][1],"_pm.txt",sep=""),ncolumns=7)
astr<-astr+1
}
dev.off()
}

#dev.off()
```

Quellcode D.5: Programm zur Untersuchung der astrometrischen Signale während der detektierten Flare-Ereignisse

```
#Autor: Manfred Kitz
#Def.: Die Datentabellen mit den Flare-Parametern und die mit dem Programm "astrometrie_
autocorelation.r" bestimmten Sternpositionen werden eingelesen.
# Das astrometrische Signal während der Flares wird mit dem Median der Sternposition
über das gesamte Quarter verglichen. Signale über 5 Sigma werden aussortiert.

library("FITSio")
library("plotrix")
library("wavelets")
library("FME")
library("plot3D")

path_quarters<-"/kepler/so69duk/kepler_lightcurves/kepler_superflares/"
path_lichtkurven<-"/kepler/so69duk/kepler_lightcurves/kepler_superflares/lichtkurven/"

quarter_notes<-scan(file="data_release_notes.txt",what=character(),quiet=TRUE) #
Tabelle mit quarter quarter_beginn quarter_ende
quarter_notes<-matrix(data=quarter_notes,byrow=TRUE,ncol=3)

quarters<-quarter_notes[,1] #Quarter-Nummer
quarter_starts<-as.numeric(quarter_notes[,2]) #Quarter_beginn
quarter_starts<-quarter_starts-54833

quarter_ends<-as.numeric(quarter_notes[,3]) #Quarter_ende
quarter_ends<-quarter_ends-54833

suppressWarnings(dir.create("aussortiert"))
suppressWarnings(dir.create("filter3"))
suppressWarnings(dir.create("bilder"))

sternliste<-scan(file="liste",what=character(),quiet=TRUE) #48000 Sterne,
einzelfiles: kepler_id+"_flare_prop.txt"

for (stern in sternliste) {
  print(stern)
  kepler_id<-strsplit(stern,split="_")[[1]][1] #Bsp. kplr007133671
  flares_stern<-scan(file=stern,skip=1,what=character(),quiet=TRUE) #Einlesen der
  Flare-Daten
  if (length(flares_stern) == 0) {
    next
  }

  light_curve<-scan(file=paste(path_lichtkurven,kepler_id,"_master.txt",sep=""),list(
    time=0,flux=0,err=0))

  time1<-light_curve$time
  flux<-light_curve$flux
  err<-light_curve$err

  flares_stern<-matrix(data=flares_stern,byrow=TRUE,ncol=21)

  #t_peak<-as.numeric(flares_stern[,6]) #nur Peakzeitpunkte der Flares für
  Korelation verwenden
  t_peak<-as.numeric(flares_stern[,6]) #nur Peakzeitpunkte der Flares für
  Korelation verwenden
  null<-as.numeric(flares_stern[,1])
  decay<-as.numeric(flares_stern[,3])
  ampl<-as.numeric(flares_stern[,4])
  power<-as.numeric(flares_stern[,2])
  t_start<-as.numeric(flares_stern[,5])
}
```

```
t_ende<-as.numeric(flares_stern[,7])
energie<-as.numeric(flares_stern[,15])

quarter_ref<-"quarter18"
for (t in 1:length(t_peak)) {          #fÃ¼r alle Flare-zeitpunkte des Sterns kepler_
  id einen Flare_times-Vector bilden, dann Vergleich der Zeiten mit t_peak
  if (energie[t] < 1 | energie[t] > 10) next
  print(energie[t])
  quarter<-quarters[which(t_peak[t] > quarter_starts & t_peak[t] < quarter_ends)]
  #Identifikation des Quarters, wo t_peak[t] drin liegt
  if (length(quarter) == 0) next
  if (! quarter == quarter_ref) {
    astrometrie_daten<-NULL
    try(astrometrie_daten<-scan(file=paste(path_quarters,quarter,"/propermotions/",
      kepler_id,"_pm.txt",sep=""),list(time=0,ra=0,dec=0,err_ra=0,err_dec=0,x=0,y=0)
      ,quiet=TRUE),TRUE)
    if (length(astrometrie_daten) == 0) {
      #write(flares_stern[t,],file=paste("filter3/",stern,sep=""),sep="\t",ncolumns
        =21,append=TRUE)
      next
    }
    time<-astrometrie_daten$time
    RA<-astrometrie_daten$ra
    RA_quer<-median(RA[!is.na(RA)])
    DEC<-astrometrie_daten$dec
    DEC_quer<-median(DEC[!is.na(DEC)])
    phys_x<-astrometrie_daten$x
    phys_y<-astrometrie_daten$y
    RA_sigma<-astrometrie_daten$err_ra
    DEC_sigma<-astrometrie_daten$err_dec

    korrektur_ra<-rep(0,times=length(time))
    korrektur_dec<-rep(0,times=length(time))

    try(lin_fit_ra<-lm(RA ~ time),TRUE)
    try(lin_fit_dec<-lm(DEC ~ time),TRUE)

    try(korrektur_ra<-lin_fit_ra[[1]][1]+lin_fit_ra[[1]][2]*time,TRUE)
    try(korrektur_dec<-lin_fit_dec[[1]][1]+lin_fit_dec[[1]][2]*time,TRUE)

    RA<-RA-korrektur_ra
    DEC<-DEC-korrektur_dec

    RA_null<-median(RA[!is.na(RA)])
    DEC_null<-median(DEC[!is.na(DEC)])

    RA_err<-sd(RA[!is.na(RA)])
    DEC_err<-sd(DEC[!is.na(DEC)])
  }

  zeit<-time1[time1 > t_peak[t]-1 & time1 < t_peak[t]+1]
  int<-flux[time1 > t_peak[t]-1 & time1 < t_peak[t]+1]
  error<-err[time1 > t_peak[t]-1 & time1 < t_peak[t]+1]

  fitkurve<-NULL
  zeit2<-seq(min(zeit),max(zeit),length.out=1000)

  b<-ampl[t]/(t_peak[t]-t_start[t])^power[t]
  for (wert in zeit2) {
    if (wert < t_start[t]) {
      fitkurve<-append(fitkurve, null[t]) }
    if (wert >= t_start[t] & wert < t_peak[t]) {
      fitkurve<-append(fitkurve, null[t]+b*(wert-t_start[t])^power[t]) }
    if (wert >= t_peak[t]) {
      fitkurve<-append(fitkurve, null[t]+ampl[t]*exp(-(wert-t_peak[t])/decay[t])) }
```

```

}

flux_tmp<-int[zeit > t_peak[t]-1/24 & zeit < t_peak[t]+2/24]

par(mfrow=c(1,2),oma=c(0,0,0,3))
plotCI(zeit,int,error,xlab="BJDUTC 2454833JD",ylab="normierte Helligkeit",pch=20 ,
       ylim=c(min(c(int,fitkurve[!is.na(fitkurve)])),max(c(int,fitkurve[!is.na(fitkurve)
       ]))),cex=1.5,cex.axis=1.5,cex.main=1.5,cex.lab=1.5)
points(zeit2,fitkurve,col="red",type="l",lwd=3)
text(min(zeit)+0.75*(max(zeit)-min(zeit)),min(fitkurve)+0.75*(max(fitkurve)-min(
  fitkurve)),substitute(paste("E"[flare]^{"bol"}, "=", b, "*10"^{35}, "erg")),list(b=
  round(energie[t],digits=2))),2,3,cex=1.5,cex.lab=1.5)

RA_flare<-RA[which(time > t_peak[t]-1/24 & time < t_peak[t]+1/24)]
DEC_flare<-DEC[which(time > t_peak[t]-1/24 & time < t_peak[t]+1/24)]
RA_sig_flare<-RA_sigma[which(time > t_peak[t]-1/24 & time < t_peak[t]+1/24)]
DEC_sig_flare<-DEC_sigma[which(time > t_peak[t]-1/24 & time < t_peak[t]+1/24)]

flare_distances<-sqrt((RA_flare-RA_null)^2/RA_err^2+(DEC_flare-DEC_null)^2/DEC_err
  ^2)
flare_distances<-flare_distances[!is.na(flare_distances)]
if (length(flare_distances)==0) next
#print(length(flare_distances))
### Einschub plotwindow ###
delta<-1.2*max(c(RA[!is.na(RA)],DEC[!is.na(DEC)]))

pmRA<-RA
pmDec<-DEC

x_range<-seq(-delta,delta,length.out=50)
x_increment<-(median(x_range[2:length(x_range)]-x_range[1:(length(x_range)-1)]))/2
y_range<-seq(-delta,delta,length.out=50)
y_increment<-(median(y_range[2:length(y_range)]-y_range[1:(length(y_range)-1)]))/2
data<-NULL
for (i in 1:(length(y_range)-1)) {
  counts_tmp<-NULL
  for (j in 1:(length(x_range)-1)) {
    #print(i)
    data<-append(data,c(x_range[j]+x_increment,y_range[i]+y_increment,length(which(
      pmRA>= x_range[j] & pmRA < x_range[j+1] & pmDec >= y_range[i] & pmDec < y_
      range[i+1]))))
    #print(pmRA>= x_range[j] & pmRA <= x_range[j+1] & pmDec >= y_range[i] & pmDec <=
      y_range[i+1])
  }
}
dim(data)<-c(3,length(data)/3)
data<-t(data)

x<-x_range[-length(x_range)]+x_increment
y<-y_range[-length(y_range)]+y_increment

fac<-60*60*1000
z<-matrix(nrow=length(x),ncol=length(y),data=data[,3])
#par(oma=c(0,0,0,3))
image2D(z,x*fac,y*fac,contour=FALSE,rasterImage =TRUE,xlab=paste("RAUTC",round(RA_
  quer,digits=3),"°UTC[mas]",sep=""),ylab=paste("DECUTC",round(DEC_quer,digits=3),"
  °UTC[mas]",sep=""),cex=1.5,cex.axis=1.5,cex.lab=1.5,col=ramp.col(col=c("white","
  black"),n=100,alpha=1),xlim=c(-8*sd(RA[!is.na(RA)])*fac,+8*sd(RA[!is.na(RA)])*
  fac),ylim=c(-8*sd(DEC[!is.na(DEC)])*fac,+8*sd(DEC[!is.na(DEC)])*fac))
#Pause()
#contour2D(z,x,y,xlab="x-center of light [px]",ylab="y-center of light [px]",cex.lab
  =1.5)
plotCI(RA_flare*fac,DEC_flare*fac,DEC_sig_flare*fac,pch=".",col="red",add=TRUE,lwd
  =3)
plotCI(RA_sig_flare*fac,DEC_sig_flare*fac,RA_sig_flare*fac,err="x",col="red",pch=".",add=
  TRUE,lwd=3)

```



```
mtext(expression(paste("Lokalisierungsdichte_["#_pos/mas"^^2","]")),side=4,outer=
  TRUE, line=1,cex=1.5)
#title(main=name2,cex=1.5)

x_center<-median(RA[!is.na(RA)])*fac
x_center<-RA_null*fac
x_err<-sd(RA[!is.na(RA)])*fac
y_center<-median(DEC[!is.na(DEC)])*fac
y_center<-DEC_null*fac
y_err<-sd(DEC[!is.na(DEC)])*fac

for (z in seq(1,7,by=2)) {
  x<-seq(x_center-x_err*z,x_center+x_err*z,length.out=1000)
  y1<-(z^2-((x-x_center)/x_err)^2)^0.5*y_err+y_center
  y2<--(z^2-((x-x_center)/x_err)^2)^0.5*y_err+y_center
  points(x,y1,type="l",lty=4, lwd=1)
  points(x,y2,type="l",lty=4, lwd=1)
  #z<-as.character(z)
  text(x[round(0.85*length(x))]+0.5*x_err,y2[round(0.85*length(x))],substitute(paste
    (b,sigma),list(b=z)),cex=1.5)
  #text(x_center+0.8*z*x_err+0.0002,-(z^2-((0.8*z*x_err)/x_err)^2)^0.5*y_err+y_
    center-0.00013,expression(sigma))
}
for (z in seq(2,6,by=2)) {
  x<-seq(x_center-x_err*z,x_center+x_err*z,length.out=1000)
  y1<-(z^2-((x-x_center)/x_err)^2)^0.5*y_err+y_center
  y2<--(z^2-((x-x_center)/x_err)^2)^0.5*y_err+y_center
  points(x,y1,type="l",col="grey",lty=5, lwd=1)
  points(x,y2,type="l",col="grey",lty=5, lwd=1)
}
### Ende Einschub ###

if (max(flare_distances) >= 5) {
  write(flares_stern[t,],file=paste("aussortiert/",stern,sep=""),sep="\t",ncolumns
    =21,append=TRUE)
}
if (max(flare_distances) < 5) {
  write(flares_stern[t,],file=paste("filter3/",stern,sep=""),sep="\t",ncolumns=21,
    append=TRUE)
}
quarter_ref<-quarter
}
```

Quellcode D.6: Programm zum Aussortieren simultaner Flare-Ereignisse

```

path_quarters<-" /kepler/so69duk/kepler_lightcurves/kepler_superflares/"

suppressWarnings(dir.create("aussortiert"))
suppressWarnings(dir.create("filter2"))

quarter_notes<-scan(file="data_release_notes.txt",what=character()) #Tabelle mit
  quarter quarter_beginn quarter_ende
quarter_notes<-matrix(data=quarter_notes,byrow=TRUE,ncol=3)

quarters<-quarter_notes[,1] #Quarter-Nummer
quarter_starts<-as.numeric(quarter_notes[,2]) #Quarter_beginn
quarter_starts<-quarter_starts-54833

quarter_ends<-as.numeric(quarter_notes[,3]) #Quarter_ende
quarter_ends<-quarter_ends-54833

sternliste<-scan(file="liste",what=character()) #48000 Sterne, einzelfiles: kepler_id
+ "_flare_prop.txt"

for (stern in sternliste) { #f  r jeden Stern, liste mit zeiten abarbeiten
  kepler_id<-strsplit(stern,split="_")[[1]][1] #Bsp. kplr007133671
  flares_stern<-scan(file=stern,skip=1,what=character()) #Einlesen der Flare-Daten
  if (length(flares_stern) == 0) {
    write(c("quiescent_state","power","decay_constant","amplitude","t_start","t_peak","t_
end","L_bol[10^31erg/s]","err_L_bol[10^31erg/s]","E_bol[10^35erg]","err_E_bol
[10^35erg]","E_num","err_E_num","E_num/E_bol","E_planck","E_planck/E_numeric","equ
_dur","err_equ_dur","r^2","quantile","quality"),file=paste("aussortiert/",
stern,sep=""),ncolumns=21,sep="\t",append=FALSE)
  }
  next
  write(c("quiescent_state","power","decay_constant","amplitude","t_start","t_peak","t_
end","L_bol[10^31erg/s]","err_L_bol[10^31erg/s]","E_bol[10^35erg]","err_E_bol
[10^35erg]","E_num","err_E_num","E_num/E_bol","E_planck","E_planck/E_numeric","equ
_dur","err_equ_dur","r^2","quantile","quality"),file=paste("aussortiert/",stern,
sep=""),ncolumns=21,sep="\t",append=FALSE)
  write(c("quiescent_state","power","decay_constant","amplitude","t_start","t_peak","t_
end","L_bol[10^31erg/s]","err_L_bol[10^31erg/s]","E_bol[10^35erg]","err_E_bol
[10^35erg]","E_num","err_E_num","E_num/E_bol","E_planck","E_planck/E_numeric","equ
_dur","err_equ_dur","r^2","quantile","quality"),file=paste("filter2/",stern,sep="
"),ncolumns=21,sep="\t",append=FALSE)

  flares_stern<-matrix(data=flares_stern,byrow=TRUE,ncol=21)

  t_peak<-as.numeric(flares_stern[,6]) #nur Peakzeitpunkte der Flares f  r Korelation
  verwenden

  quarter_ref<-"quarter18"
  for (t in 1:length(t_peak)) { #f  r alle Flare-zeitpunkte des Sterns kepler_id einen
    Flare_times-Vector bilden, dann Vergleich der Zeiten mit t_peak

    quarter<-quarters[which(t_peak[t] > quarter_starts & t_peak[t] < quarter_ends)] #
    Identifikation des Quarters, wo t_peak[t] drin liegt
    if (length(quarter) == 0) next
    if (! quarter == quarter_ref) {
      flare_times<-NULL
      astrometry_notes<-scan(paste(path_quarters,quarter,"/astrometrie_table.txt",sep="
"),what=character(),sep="\n") #Programm holt sich aus entsprechenden Quarter
      astrometrie_table
      index<-grep(kepler_id,astrometry_notes) #suchen nach Übereinstimmung zwischen
      kepler_id und module-output paar
      if (length(index) == 0) next
      referenz_liste<-strsplit(astrometry_notes[index],split="\t")[[1]] #extrahieren der
      Referenz-Sternliste des module output paar
      referenz_liste<-referenz_liste[2:length(referenz_liste)]
      quarter_ref<-quarter
    }
  }
}

```

```
for (refs in referenz_liste) {      #fÄ¼r jeden Stern aus Referenzliste zeiten
  einlesen
  kepler_id2<-strsplit(refs,split="-")[[1]][1]
  referenz_data<-NULL
  try(referenz_data<-scan(file=paste(kepler_id2,"_flare_prop.txt",sep=""),skip=1,
    what=character()),TRUE)
  try(referenz_data<-matrix(data=referenz_data,byrow=TRUE,ncol=21),TRUE)
  try(flare_times<-append(flare_times,as.numeric(referenz_data[,6])),TRUE)
  #x<-readline()
}

}
if (length(which(abs(flare_times-t_peak[t]) < 1/24)) >= 2) { #Wenn Ä¼bereinstimmung
  bei mehreren Sternen, dann Zeitstempel aussortieren
  write(flares_stern[t,],file=paste("aussortiert/",stern,sep=""),sep="\t",ncolumns
    =21,append=TRUE)
}
if (length(which(abs(flare_times-t_peak[t]) < 1/24)) < 2) { #Wenn keine
  Ä¼bereinstimmung dann akzeptieren
  write(flares_stern[t,],file=paste("filter2/",stern,sep=""),sep="\t",ncolumns=21,
    append=TRUE)
}
}
}
```

Quellcode D.7: Hilfsprogramm zur Aussortierung von Falschdetektionen anhand schlechter Fitparameter

```

sternliste<-scan(file="liste",what=character())           #48000 Sterne, einzelfiles:
  kepler_id+"_flare_prop.txt"

suppressWarnings(dir.create("filter9_neu"))
suppressWarnings(dir.create("aussortiert"))
for (stern in sternliste) {                             #f  r jeden Stern, liste mit zeiten abarbeiten
  print(stern)
  kepler_id<-strsplit(stern,split="_")[[1]][1]           #Bsp. kplr007133671
  flares_stern<-scan(file=stern,skip=1,what=character(),sep="\n")

  if (length(strsplit(flares_stern[1],split="\t")[[1]]) < 21) next
  flares_stern<-scan(file=stern,skip=1,what=character())

  if (length(flares_stern) == 0) {
    write(c("quiescent_state","power","decay_constant","amplitude","t_start","t_peak","t_
      end","L_bol[10^31erg/s]","err_L_bol[10^31erg/s]","E_bol[10^35erg]","err_E_bol
      [10^35erg]","E_num","err_E_num","E_num/E_bol","E_planck","E_planck/E_numeric","equ
      _dur","err_equ_dur","r^2","quantile","quality"),file=paste("aussortiert/",
      stern,sep=""),ncolumns=21,sep="\t")
    next
  }
  write(c("quiescent_state","power","decay_constant","amplitude","t_start","t_peak","t_
    end","L_bol[10^31erg/s]","err_L_bol[10^31erg/s]","E_bol[10^35erg]","err_E_bol
    [10^35erg]","E_num","err_E_num","E_num/E_bol","E_planck","E_planck/E_numeric","equ
    _dur","err_equ_dur","r^2","quantile","quality"),file=paste("aussortiert/",stern,
    sep=""),ncolumns=21,sep="\t")
  write(c("quiescent_state","power","decay_constant","amplitude","t_start","t_peak","t_
    end","L_bol[10^31erg/s]","err_L_bol[10^31erg/s]","E_bol[10^35erg]","err_E_bol
    [10^35erg]","E_num","err_E_num","E_num/E_bol","E_planck","E_planck/E_numeric","equ
    _dur","err_equ_dur","r^2","quantile","quality"),file=paste("filter9_neu/",stern,
    sep=""),ncolumns=21,sep="\t")

  #if (! round(length(flares_stern)/21) - length(flares_stern)/21 == 0) next
  flares_stern<-matrix(data=flares_stern,byrow=TRUE,ncol=21)

  t_start<-as.numeric(flares_stern[,5])                 #flare Start Zeitpunkte
  t_peak<-as.numeric(flares_stern[,6])                  #nur Peakzeitpunkte der Flares f  r
    Korelation verwenden
  t_ende<-as.numeric(flares_stern[,7])                  #Flare End-Zeitpunkte

  preflare<-t_peak-t_start
  relax<-t_ende-t_peak

  null<-as.numeric(flares_stern[,1])
  quantil<-as.numeric(flares_stern[,20])
  r_square<-as.numeric(flares_stern[,19])
  decay<-as.numeric(flares_stern[,3])
  dauer<-t_ende-t_start
  ampl<-as.numeric(flares_stern[,4])
  e_dur<-as.numeric(flares_stern[,17])
  err_dur<-as.numeric(flares_stern[,18])
  ratio_energy<-as.numeric(flares_stern[,14])

  lc<-scan(file=paste("/kepler/so69duk/kepler_lightcurves/kepler_superflares/lichtkurven
    /",kepler_id,"_master.txt",sep=""),list(time=0,flux=0,err=0))
  mean_error<-median(lc$error[!is.na(lc$error)])
  flux<-lc$flux
  time<-lc$time
  for (t in 1:length(t_peak)) {                         #f  r alle Flare-zeitpunkte des Sterns kepler_
    id einen Flare_times-Vector bilden, dann Vergleich der Zeiten mit t_peak
    SNR<-ampl[t]/mean_error
    flux_tmp<-flux[time > t_peak[t]-0.5/24 & time < t_peak[t]+1/24]
  }
}

```

```

flux_tmp<-flux_tmp[!is.na(flux_tmp)]
#SNR<-ampl[t]/sd(flux_tmp)
if (dauer[t]< 0.078 | r_square[t] < 0.2 | quantil[t] < 0.998) {  #Wenn
  Ä¼bereinstimmung bei mehreren Sternen, dann Zeitstempel aussortieren
  write(flares_stern[t,],file=paste("aussortiert/",stern,sep=""),sep="\t",ncolumns
    =21,append=TRUE) #}
}

if (dauer[t]>= 0.078 & r_square[t] >= 0.2 & quantil[t] >= 0.998) {  #Wenn keine
  Ä¼bereinstimmung dann akzeptieren
  write(flares_stern[t,],file=paste("filter9_neu/",stern,sep=""),sep="\t",ncolumns
    =21,append=TRUE)
}
}
}

```

D.3 Programme zur Bestimmung des Alters von Sternen

Quellcode D.8: Programm zur Bestimmung von Rotationsperioden

```
source("/astro/so69duk/R/Skripte/bayes_transit_functions.r")
kriterium<-Pause()
suppressWarnings(kriterium<-as.numeric(kriterium))

library(bcp)
library(MASS)
library(plotrix)
library(maxLik)
library(MCMCpack)
library(lomb)
library(plot3D)
library(FITSio)
library(lomb)

dates<-NULL

fitG =function(x,y,mu,sig,scale){
  f = function(p){
    d = p[3]*dnorm(x,mean=p[1],sd=p[2])
    sum((d-y)^2)
  }
  optim(c(mu,sig,scale),f)
}

fitsin =function(x,y,null,ampl,p,phase){
  f = function(p){
    d = p[1]+p[2]*sin(2*pi*x/p[3]+p[4])
    sum((d-y)^2)
  }
  optim(c(null,ampl,p,phase),f)
}

saagezahn =function(x,y,null,ampl,phase){
  f = function(p){
    phases<-(y-p[3]*11*365.25)/(11*365.25)
    phases<-phases-floor(phases)
    d <- p[2]*phases-p[2]+p[1]
    sum((d-y)^2)
  }
  optim(c(null,ampl,phase),f)
}

alle_sterne<-scan("sun_like_liste",what=character())

for (stern in alle_sterne) {

  kepler_id<-stern

  dateilist<-scan(file=paste("../",kepler_id,"_liste",sep=""), what=character(), skip=0)
  print(dateilist)

  zeit_gesamt<-NULL
  flux_gesamt<-NULL
  fehler_gesamt<-NULL

  for (datei in dateilist) {

    fitvalues<-NULL
    print(datei)
```

```

data<-readFITS(file=paste("../",datei,sep="")) #Einlesen der Daten

daten<-list()
daten[[1]]<-data$col[[1]][!is.na(data$col[[8]])]#-2454900 #Zeit
daten[[3]]<-data$col[[9]][!is.na(data$col[[8]])] #fehler
daten[[2]]<-data$col[[8]][!is.na(data$col[[8]])] #mag
if (daten[[1]][1] > 100000)
  daten[[1]]<-data$col[[1]][!is.na(data$col[[8]])]-2452900 #Zeit

if (kriterium ==1) {
  daten[[1]]<-daten[[1]][daten[[2]] > 0] #Kriterium für Kepler-Daten
  daten[[3]]<-daten[[3]][daten[[2]] > 0]
  daten[[2]]<-daten[[2]][daten[[2]] > 0]
}
daten[[2]]<-daten[[2]][order(daten[[1]])] #Ordnen nach Zeiten
daten[[3]]<-daten[[3]][order(daten[[1]])]
daten[[1]]<-daten[[1]][order(daten[[1]])]

if ( kriterium == 0) {
  daten[[2]]<-10^(-0.4*daten[[2]])
  daten[[3]]<-daten[[3]]*log(10)/2.5*daten[[2]]
}
daten[[3]]<-daten[[3]]/median(daten[[2]])
daten[[2]]<-daten[[2]]/median(daten[[2]])

zeit_gesamt<-append(zeit_gesamt,daten[[1]])
flux_gesamt<-append(flux_gesamt,daten[[2]])
fehler_gesamt<-append(fehler_gesamt,daten[[3]])
}

lomb<-lsp(flux_gesamt,times=zeit_gesamt,from=1/50,to=1,type="frequency",alpha=0.01,
  plot=FALSE)

time_eval<-seq(min(zeit_gesamt),max(zeit_gesamt),by=50)
binned_x<-seq(1/50,1,length.out=100)

x_steps<-median(binned_x[2:length(binned_x)]-binned_x[1:(length(binned_x)-1)])

for (value in time_eval) {
# print(value)
flux<-flux_gesamt*dnorm(zeit_gesamt,mean=value,sd=100)*sqrt(2*pi*100^2)
zeit<-zeit_gesamt[zeit_gesamt > value -200 & zeit_gesamt < value +200]
flux<-flux_gesamt[zeit_gesamt > value -200 & zeit_gesamt < value +200]
err<-fehler_gesamt[zeit_gesamt > value -200 & zeit_gesamt < value +200]
#lomb<-lsp(flux,times=zeit,from=1/500,to=1/5,type="frequency",ofac=20,alpha=0.01,
  plot=TRUE)
lomb<-lsp(flux,times=zeit,from=1/50,to=1,type="frequency",alpha=0.01,plot=FALSE)
werte<-fitG(x=lomb$scanned,y=lomb$power,mu=lomb$peak.at[1],sig=2,scale=lomb$peak)
for (i in 1:(length(binned_x)-1)) {
  dates<-append(dates,sum(lomb$power[lomb$scanned > binned_x[i] & lomb$scanned <
    binned_x[i+1]]),after=length(dates)) }
}
x<-binned_x[1:(length(binned_x)-1)]+x_steps
y<-time_eval
par(mfrow=c(1,1), oma=c(0,0,0,5))
z<-matrix(nrow=length(x),ncol=length(y),data=dates)
image2D(z,x,y,contour=FALSE,rasterImage =TRUE,ylab="Frequency_1/d",xlab="BJD_1-2454900_1/d",
  cex.lab=1.5,cex.axis=1.5,cex.main=1.5,col=ramp.col(col=c("white","black"),n=100,alpha=1),xlim=c(1/50,1))
}

```

Quellcode D.9: Programm zur Bestimmung des gyrochronologischen Alters der Sterne aus Rotationsperioden und Farben

```

model_atmosphere<-scan("bessell.tsv",what=character(),skip=3,sep="\n")      #
  Atmosphärenmodell mit spektraltypabhängigen theoretischen Farben B-V, V-R, R-I

T<-NULL
logg<-NULL
B_V<-NULL

for (i in 1:length(model_atmosphere)) {
  T<-append(T,as.numeric(strsplit(model_atmosphere[i],split="\t")[[1]][1]))  #
    Temperaturen der Spektraltypenmodelle
  logg<-append(logg,as.numeric(strsplit(model_atmosphere[i],split="\t")[[1]][2]))  #
    Schwerkraft der Spektraltypenmodelle
  B_V<-append(B_V,as.numeric(strsplit(model_atmosphere[i],split="\t")[[1]][6]))  #B-V
    Farbe der Spektraltypenmodelle
}

infos_sterne<-scan(file="info_sun_likes.txt",what=character(),skip=3,sep="\n")  #Kepler-
  Sterne mit Informationen aus dem Kepler Input Katalog (Brown et al. 2009)

kepler_id<-NULL    #Identifikationsnummer
T_kepler<-NULL    #Kepler-Temperaturen
logg_kepler<-NULL #Schwerkraft
EBV_kepler<-NULL #Farbkorrektur von B-V durch interstellare Extinktion

for (i in 1:length(infos_sterne)) {
  kepler_id<-append(kepler_id,as.numeric(strsplit(infos_sterne[i],split="\t")[[1]][1]))
  T_kepler<-append(T_kepler,as.numeric(strsplit(infos_sterne[i],split="\t")[[1]][13]))
  logg_kepler<-append(logg_kepler,as.numeric(strsplit(infos_sterne[i],split="\t")
    [[1]][14]))
  EBV_kepler<-append(EBV_kepler,as.numeric(strsplit(infos_sterne[i],split="\t")
    [[1]][16]))
}

info_perioden<-scan(file="alle_periodischen.txt",what=character(),sep="\n") #alle Sterne
  mit bekannten Rotationsperioden einlesen

stars_P<-NULL
periods<-NULL

for (i in 1:length(info_perioden)) {
  stars_P<-append(stars_P,strsplit(info_perioden[i],split="_")[[1]][1])      #Kepler-Id
    der Rotationsveränderlichen
  periods<-append(periods,strsplit(info_perioden[i],split="\t")[[1]][2])      #Perioden
    der Rotationsveränderlichen
}

star_list<-scan(file="liste",what=character(),skip=0) #alle Sterne des Samples einlesen
  --- Liste mit stern-id

n<-0.5189 #Konstante 1
a<-0.7725 #Konstante 2
b<-0.601  #Konstante 3

for (stern in star_list) {
  kep_name<-strsplit(stern,split="_")[[1]][1]
  kep_name<-as.numeric(strsplit(kep_name,split="kplr")[[1]][2])
  ident<-grep(kep_name,stars_P)
  if (length(ident) > 0) { #Altersbestimmung nur für Sterne mit bekannter
    Rotationsperiode
    index<-grep(kep_name,kepler_id)  #Index finden für Kepler-Sterne aus info_sun_
      likes
    index<-index[1]
  }
}

```



```

T_ref<-T_kepler[index]
logg_ref<-logg_kepler[index]
EBV<-EBV_kepler[index]
BV_color<-B_V[which.min((T_ref-T)^2+(logg_ref-logg)^2)]
index2<-grep(kep_name,stars_P) #Index bezüglich der Rotationsveränderlichen
index2<-index2[1]
rot_per<-periods[index2] #Periode aus Katalog der Rotationsveränderlichen

BV_obs<-BV_color+EBV #B-V theoretisch in B-V beobachtet zurückrechnen
logt<-1/n*(log(as.numeric(rot_per))-log(a)-b*log(BV_color-0.4)) #logarithmus von
  Alter
t<-exp(logt) #Alter in Myr
print(c(t,rot_per))
write(c(paste("kplr",kep_name),t,rot_per),file="gyrochron.txt",ncol=3,sep="\t",
  append=TRUE)
#x<-readline() }
}

```


Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Ralph Neuhäuser für die Betreuung meiner Dissertation. Damit verbunden waren viele konstruktive Diskussionen und Anregungen, welche zu neuen Herangehensweisen bei der Bewältigung der Datenanalyse führten. Ein großer Dank gilt meinen Kollegen am AIU Jena, welche bei Problemen stets ein offenes Ohr für mich hatten. Unserem Systemadministrator Jürgen Weiprecht danke ich für die Wartung und Betreuung der IT-Technik, sodass ein immerwährend reibungsfreier Arbeitsablauf gewährleistet war. Ich danke allen Beobachtern des AIU Jena, welche im Rahmen der photometrischen Nachbeobachtung zweier *Kepler*-Sterne an der Beobachtungsstation in Großschwabhausen Daten für mich aufgenommen haben.

Zum Schluss möchte ich meiner Frau Marlene und meinem Sohn Armin für die große Unterstützung und den Rückhalt danken.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne die Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Nachstehend aufgeführte Personen haben mir in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Beobachtungen an der Beobachtungsstation Großschwabhausen der Universitäts-Sternwarte Jena werden von allen Mitarbeitern und Studenten des Astrophysikalischen Institutes durchgeführt. Im Speziellen waren die folgenden Personen an Beobachtungen der *Kepler*-Sterne KIC006865484 und KIC008880526 beteiligt: Christian Adam, Sven Buder, Baha Dincel, Ronny Errmann, Jonas Greif, Markus Mugrauer, Anna Pannicke, Susanne Richter, János G. Schmidt, Kim Werner und Verena Wolf.
- Das Programm zur Datenreduktion und Erstellung der Lichtkurven wurde von Ronny Errmann geschrieben.

Weitere Personen waren nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 5. Mai 2017

Manfred Kitze

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Manfred Kitze
Geburtsdatum	19.11.1986
Geburtsort	Zeitz
Dienstanschrift	Friedrich-Schiller-Universität Jena Astrophysikalisches Institut und Universitäts-Sternwarte Schillergässchen 2-3; 07743 Jena
eMail-Adresse	manfred.kitze@uni-jena.de

Schulischer und beruflicher Werdegang

1993 – 1997: Grundschule Profen

1997 – 2003: Sekundarschule Reuden

2003 – 2006: Fachgymnasium Zeitz

2006: Abschluss Abitur, Gesamtnote „Sehr Gut (1,4)“

Berufserfahrung	<i>2012 – 2014: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Astrophysikalischen Institut & der Universitätssternwarte Jena</i> <i>2014 – 2015: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Statistische Physik der Universität Rostock</i> <i>seit 11/2015: Lehrtätigkeit an der Oberschule Waldheim</i>
-----------------	---

Hochschulstudium und Promotion

Studium	<i>2007 – 2010: Studiengang Physik (B. Sc.), Schwerpunkt Astronomie mit Nebenfach Elektronik; Friedrich-Schiller-Universität Jena</i>
---------	---

	<p>2010 – 2012: Studiengang Physik (M. Sc.), Schwerpunkt Astronomie; Friedrich-Schiller-Universität Jena</p> <p>2011 – 2012: Anfertigung der Masterarbeit bei Prof. Dr. Ralph Neuhäuser; Thema: „Bayessche Transit Detektion“</p> <p>19.10.2012 Abschluss: Master of Science;</p> <p>Gesamtnote „Gut (1.7)“</p>
Promotion	<p>seit 11/2012: Anfertigung einer Dissertation bei Prof. Dr. Ralph Neuhäuser</p> <p>Thema: „Untersuchung der Superflare-Aktivität bei sonnenartigen Sternen“</p>
universitäre Lehre	<p>SS 2013, WS 2013/14, SS 2014: Betreuung im physikalischen Grundpraktikum für Nebenfächler (1. Semester)</p>
Vorträge	<p>09/2013: Vortrag zur Konferenz „Annual Meeting of the Astronomische Gesellschaft“ in Tübingen: „Bayes-Transit-Detection“</p> <p>09/2015: Vortrag zur Konferenz „Solarnet III / HELAS VII / SpaceInn“ in Freiburg: „Superflares on sun-like stars“</p>
Publikationen	<p>M. Kitze, u. a.</p> <p><i>Superflares on the slowly rotating solar-type stars KIC10524994 and KIC07133671?</i></p> <p>MNRAS, 442, 3769-3776; 2014</p> <p>M. Kitze, u. a.</p> <p><i>KIC011764567: An evolved Kepler-star showing substantial flare activity</i></p> <p>AN, akzeptiert 04/2016</p> <p>2010 – 2016: 10 Co-Autorenschaften bei referierten Publikationen</p>

Jena, den 5. Mai 2017

Manfred Kitze